F 1578

STUDII ȘI CERCETĂRI DE GEOLOGIE GEOFIZICĂ GEOGRAFIE

SERIA

GEOFIZICĂ

1

TOMUL 10
1972

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

COMITETUL DE REDACȚIE

Academician SABBA ȘTEFĂNESCU, **redactor responsabil**; LIVIU CONSTANTINESCU, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România, **redactor responsabil adjunct**; Academician G. ATANASIU; Academician TH. V. IONESCU; I. GAVĂT, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România; DOREL ZUGRĂVESCU, **secretar științific de redacție.**

La revue „Studii și cercetări de geologie-geofizică-geografie", Seria geofizică, paraît 2 fois par an. Toute commande de l'etranger sera adressée à Întreprinderea **Rompresfilatelia,** Boîte postale 2001 — telex 011631, Bucarest, Roumanie ou à ses représentants à l'étranger. En Roumanie, vous pourrez vous abonner par les bureaux de poste, ou chez votre facteur.

Revista apare de două ori pe an.
În țară abonamentele se primesc la oficiile poștale, agențiile poștale, factorii poștali și difuzorii de presă din întreprinderi și instituții. Revistele se pot procura (direct sau prin poștă) și **prin PUNCTUL DE DESFACERE din cadrul Editurii Academiei.** Manuscrisele, cărțile și revistele pentru schimb, precum și orice altă corespondență se trimit la Comitetul de redacție al revistei pe adresa: București, B-dul Ana Ipătescu, nr. 21.

STUDII ŞI CERCETĂRI
DE
GEOLOGIE
GEOFIZICĂ
GEOGRAFIE
SERIA
GEOFIZICĂ

TOMUL 10, NR. 1 1972

MŰSZAKI MÚZEUM

SUMAR

Pag.

M. IANĂŞ şi R. PLAVIŢĂ, Cîteva aplicaţii ale transformatei Fourier la analiza datelor gravimetrice 3

LIVIU CONSTANTINESCU, Fenomene precursoare ale cutremurelor puternice 15

D. ENESCU, I. CORNEA, P. CONSTANTINESCU, FL. RĂDULESCU şi ŞT. PĂTRUŢ, Structura scoarţei terestre şi a mantalei superioare în zona curburii Carpaţilor 23

C. RADU şi D. JIANU, Studiul cutremurului din 1969 XII 21 (Vrancea—România) 43

D. ROMANESCU, Stabilitatea magnetică a rocilor efuzive din munţii Metaliferi 55

V. WINTER, Utilizarea entropiei informaţionale ca algoritm pentru determinarea perturbaţiilor în actinometrie 69

M. IANĂŞ şi N. MOLDOVEANU, Utilizarea analizei spectrale la prelucrarea datelor gravimetrice 73

G. PURCARU şi D. ZORILESCU, Simularea producerii cutremurelor intermediare din Vrancea şi caracteristicile lor informaţionale 87

N. MÂNDRESCU, Cercetări experimentale de microzonare seismică 103

STUDII MONOGRAFICE DE ANSAMBLU

I. STOICA, Tehnica măsurătorilor de teren a cîmpului electromagnetic tranzistoriu 117

ST. CERC. GEOL., GEOGR., GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10. NR. 1, P. 1—180, BUCUREŞTI, 1972

ÖSZAGOS MÜSZAKI KÖNYVTÁR ÉS DOKUMENTÁCIÓS KÖZPONT 1883

CÎTEVA APLICAȚII ALE TRANSFORMATEI FOURIER LA ANALIZA DATELOR GRAVIMETRICE

DE

M. IANĂȘ, RAMONA PLAVIȚĂ

Institutul de geofizică aplicată, str. Izvor nr. 78

INTRODUCERE

Obiectul acestei lucrări este studierea utilizării transformatei Fourier la analiza cantitativă a datelor gravimetrice. Aplicînd transformata Fourier unei anomalii $\Delta g(x)$ se obține spectrul ei (mai corect densitatea spectrală), care conține informații importante asupra adîncimii și masei corpului generator. Pentru corpuri geometrice rezultate interesante au fost obținute de Odegard și Berg [1]. Vom extinde aceste rezultate la corpuri de formă oarecare, bazîndu-ne pe unele cercetări din domeniul teoriei potențialului [2], [3].

CAZUL BIDIMENSIONAL

Generalități. Pentru cazul bidimensional, transformata Fourier a funcției $U(x)$ este dată de expresia:

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x)\, e^{-i\omega x}\, dx, \tag{1}$$

unde ω este frecvența unghiulară, iar $S(\omega)$ se numește spectru. Relația (1) face legătura dintre reprezentarea semnalului în domeniul spațial și în cel spectral. De exemplu, dacă semnalul în domeniul spațial este reprezentat de expresia

$$V(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{h}{h^2 + (x - \xi)^2}\, U(\xi)\, d\xi \tag{2}$$

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 1, P. 3–13, BUCUREȘTI, 1972

atunci, în domeniul spectral vom avea

$$F\{V(x)\} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega x}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{h}{h^2+(x-\xi)^2}\, U(\xi)\, d\xi\right] dx =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} U(\xi)\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{h}{h^2+(x-\xi)^2}\, e^{-i\omega x}\, dx\right] d\xi =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} U(\xi)\, e^{-i\omega\xi}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{he^{-i\omega(x-\xi)}}{h^2+(x-\xi)^2}\, d(x-\xi)\right] d\xi =$$

$$= \frac{1}{2} e^{-\omega h}\int_{-\infty}^{+\infty} U(\xi)\, e^{-i\omega\xi}\, d\xi. \tag{3}$$

Soluţia integralei

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{he^{-i\omega z}}{h^2+z^2}\, dz$$

se găseşte în orice culegere de integrale Fourier [4].

Determinarea contrastului de masă. Fie dată pe o dreaptă anomalia gravităţii $\Delta g(x)$, generată de un corp oarecare cu contrastul de densitate $\Delta\sigma$.

Anomalia generată de corp are următoarea expresie

$$\Delta g(x) = 2\, G\cdot\Delta\sigma\cdot\iint_D \frac{\zeta}{\zeta^2+(x-\xi)^2}\, d\xi\, d\zeta, \tag{4}$$

unde G este constanta atracţiei universale şi (ξ, ζ) un punct din corpul D.

Transformata Fourier a lui (4) va fi egală cu (se are în vedere integrala (3)) :

$$F[\Delta g(x)] = g(\omega) = \frac{2G}{2\pi}\cdot\Delta\sigma\cdot\iint_D\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\zeta e^{-i\omega x}}{\zeta^2+(x-\xi)^2}\, dx\right] d\xi d\zeta = \tag{5}$$

$$= G\cdot\Delta\sigma\cdot\iint_D e^{-i\omega\xi} e^{-\omega\zeta}\, d\xi\, d\zeta$$

Să scriem modulul lui $g(\omega)$. Deoarece

$$|e^{-i\omega\xi}| = 1$$

rezultă că

$$|g(\omega)| = G\left|\Delta\sigma\cdot\iint_D e^{-\omega\xi}\, d\xi\, d\zeta\right|. \tag{6}$$

Făcînd în (6) $\omega = 0$, avem

$$|g(0)| = G\left|\Delta\sigma\iint_D d\xi\, d\zeta\right| = G \cdot M_a, \tag{7}$$

unde M_a este contrastul de masă. Formula (7) arată că modulul spectrului anomaliei în $\omega = 0$ dă contrastul de masă al corpului.

Determinarea adîncimii centrului de greutate al corpului. Adîncimea centrului de greutate este dată de relația

$$h_G = \frac{\iint_D \zeta d\xi\, d\zeta}{\iint_D d\xi\, d\zeta}. \tag{8}$$

Să calculăm integralele care apar în (8) din spectrul (6).
Ridicăm la pătrat expresia (6)

$$|g(\omega)|^2 = G^2\left(\Delta\sigma\iint_D e^{-\omega\zeta} d\xi\, d\zeta\right)^2 \tag{9}$$

și apoi o derivăm în raport cu ω

$$2|g(\omega)| \cdot |g(\omega)| =$$

$$= 2G^2 \cdot \left((\Delta\sigma \cdot \iint_D e^{-\omega\zeta} d\xi\, d\zeta\right) \cdot \left(\Delta\sigma \cdot \iint_D e^{-\omega\zeta} d\xi\, d\zeta\right)' = \tag{10}$$

$$= -2G^2\left(\Delta\sigma \cdot \iint_D e^{-\omega\zeta} d\xi\, d\zeta\right) \cdot \left(\Delta\sigma \cdot \iint_D \zeta \cdot e^{-\omega\zeta} d\xi\, d\zeta\right) \cdot$$

Împărțind (10) la (9) avem

$$\frac{|g(\omega)'|}{|g(\omega)|} = -\frac{\iint_D \zeta e^{-\omega\zeta} d\xi\, d\zeta}{\iint_D e^{-\omega\zeta} d\xi\, d\zeta}. \tag{11}$$

Făcînd în (11) $\omega = 0$ obținem

$$-\frac{|g(0)|'}{|g(0)|} = \frac{\iint_D \zeta d\xi\, d\zeta}{\iint_D d\xi\, d\zeta} = h_G. \tag{12}$$

Deci, adîncimea centrului de greutate al masei este dată de raportul dintre valoarea derivatei spectrului (în modul) şi a spectrului (în modul) în punctul $\omega = 0$.

Determinarea adîncimii singularităţii superioare. Fie o funcţie $\Delta g\ (x, z)$ armonică în semiplanul $z > -H$, adică verificînd ecuaţia lui Laplace $\nabla^2 g\ (x, z) = 0$. Pe dreapta $z = -H$, funcţia îşi pierde această proprietate, ea ne mai existînd ; pe această dreaptă există cel puţin un punct de singularitate al funcţiei $\Delta g\ (x, z)$ [5].

De exemplu, pentru o linie orizontală infinită sau pentru un punct material, funcţia $\Delta g(x, z)$ are singularităţi pe linie sau în punctul respectiv. Pentru cilindrul orizontal bidimensional şi pentru sferă, singularităţile sînt pe axa cilindrului sau în centrul sferei. Corpurile bidimensionale cu secţiuni patrate, triunghiuri etc., sau cuburile, prismele etc., au singularităţile chiar pe suprafaţa superioară a lor. Mai general, corpurile care sînt limitate de suprafeţe nenetede au singularităţile pe suprafaţa lor. Acesta este un caz frecvent întîlnit în natură, în special în prospecţiunile pentru minereuri.

Deci, presupunem că un corp limitat de o suprafaţă nenetedă generează la suprafaţă un cîmp $\Delta g(x)$ şi se cere să determinăm adîncimea H a singularităţilor superioare (adică adîncimea superioară a corpului) [5], [6].

Se ştie din teoria filtrelor [7] că între transformata Fourier $g\ (\omega, z)$ a cîmpului $\Delta g\ (x, z)$ la nivelul z şi transformata $g\ (\omega, 0)$ a cîmpului $\Delta g\ (x, 0)$ la nivelul 0 există relaţia

$$g\ (\omega, z) = g\ (\omega, 0) \cdot e^{-|\omega| z}, \tag{13}$$

sau

$$g\ (\omega, z_1) = g\ (\omega, z_2) \cdot e^{-|\omega|(z_1 - z_2)}. \tag{14}$$

Punînd în (14) $z_1 = z$ şi $z_2 = -H$ avem

$$g\ (\omega, z) = g\ (\omega, -H)\, e^{-|\omega|(z+H)}. \tag{15}$$

Notînd

$$\max_{\omega} |g(\omega, -H)| = M, \tag{16}$$

relaţia (15) devine

$$|g(\omega, z)| < M\, e^{-|\omega|(z+H)}. \tag{17}$$

Logaritmînd în (17) şi împărţind la $|\omega|$ obţinem

$$\frac{\ln |g(\omega, z)|}{|\omega|} \leqslant -(z, +H) + \frac{\ln M}{|\omega|}. \tag{18}$$

Trecînd la limită $|\omega| \to \infty$ avem

$$\lim_{|\omega|\to\infty} \frac{\ln|g(\omega, z)|}{|\omega|} \leqslant -(z + H). \tag{19}$$

Făcînd în (19) $z = 0$, obținem

$$\lim_{|\omega|\to\infty} \frac{\ln|g(\omega, 0)|}{|\omega|} \leqslant -H. \tag{20}$$

În lucrarea [6] se arată că în acest caz există doar semnul $=$. Deci

$$H = -\lim_{|\omega|\to\infty} \frac{\ln|g(\omega, 0)|}{|\omega|}, \tag{21}$$

adică logaritmînd valorile asimptotice ale spectrului cîmpului $\Delta g(x)$ și împărțind u-le la $|\omega|$ obținem o funcție care tinde spre valoarea adîncimii singularității superioare.

Pusă sub această formă, problema are o soluție instabilă, deoarece zgomotul își face simțită prezența în domeniul frecvențelor înalte, pe baza cărora determinăm adîncimea H. Pentru a îmbunătăți soluția se poate folosi funcția de autocorelație a anomaliei $\Delta g(x)$ [8], care anulează zgomotele.

Funcția de autocorelație $A(\tau)$ se scrie astfel

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g(x) \cdot \Delta g(x + \tau)\, dx, \tag{22}$$

sau în domeniul spectral

$$P(\omega) = |g(\omega)|^2, \tag{23}$$

unde $P(\omega)$ se numește densitatea spectrală de energie.

Logaritmînd relația (23) și împărțind-o cu $|\omega|$ obținem

$$\frac{\ln P(\omega)}{|\omega|} = \frac{2\ln|g(\omega)|}{|\omega|}. \tag{24}$$

Trecînd la limită $|\omega| \to \infty$ și avînd în vedere relația (21) obținem

$$\lim_{|\omega|\to\infty} \frac{\ln P(\omega)}{|\omega|} = 2 \lim_{|\omega|\to\infty} \frac{|g(\omega)|}{|\omega|} = -2H. \tag{25}$$

Deci logaritmînd valorile asimptotice ale densității spectrale de energie și împărțindu-le la $|\omega|$ se obține dublul adîncimii singularității superioare.

CAZUL TRIDIMENSIONAL

Problemele tratate rămîn valabile şi în cazul tridimensional [9]. În acest caz, transformata Fourier $g(\omega_x, \omega_y)$ a cîmpului $\Delta g\ (x, y,)$ se scrie astfel

$$g\,(\omega_x,\ \omega_y) = \frac{1}{4\pi^2}\int\int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g\,(x,\ g)\cdot e^{-i(\omega_x x+\omega_y y)}\,dx\,dy, \tag{26}$$

iar relaţiile (7), (12) şi (21) devin (demonstraţiile sînt similare cu cele expuse mai sus) :

$$|g\,(0,\ 0)| = G\cdot\Delta\sigma\cdot\left|\int\int\int_V d\xi\,d\eta d\zeta\right| = G\cdot M_a, \tag{27}$$

$$-\frac{|g\ (0,\ 0)|'}{|g\ (0,\ 0)|} = h_G, \tag{28}$$

$$H = -\lim_{S\to\infty}\frac{\ln|g\ (\omega_x,\ \omega_y)|}{S}, \tag{29}$$

unde

$$S = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}.$$

APLICAŢII PE UN MODEL BIDIMENSIONAL

Aplicaţia a fost executată la calculatorul HEWLETT-PACKARD de la Institutul de geofizică aplicată. De aceea, la început, vom prezenta acest calculator şi metoda de calcul folosită, după care dăm un model teoretic bidimensional.

Prezentarea generală a calculatorului. HEWLLETT-PACKARD 9100 A este un calculator de birou, cu o memorie asemănătoare cu cea a unui computer care dă posibilitatea înmagazinării instrucţiunilor şi datelor pentru soluţii repetitive şi iterative.

Programarea este simplă pentru că operaţiile la claviatură devin instrucţiuni ale programului şi nu este necesar un limbaj special de programare ; limbajul folosit este cod-maşină, fiecărei instrucţiuni i s-a atribuit un cod octal : +(33) ; x (36) ; tan x (71).

Programele pot fi înregistrate pe cartele magnetice cuplate cu calculatorul şi ulterior reintroduse uşor în memorie.

Calculatorul are două sisteme de memorare :

—R.O.M. (READ ONLY MEMORY), propriu lui HEWLETT-PACKARD, care conţine toate subrutinele necesare pentru executarea unei instrucţiuni ;

— memorie pe miez magnetic care dă posibilitatea calculatorului să memoreze datele și instrucțiunile în vederea prelucrării automate a datelor. Aceasta este alcătuită din 19 registre, fiecare registru avînd 14 caractere, a cîte 6 biți.

Registrele sînt destinate memorării datelor sau instrucțiunilor (o...*d*), memorării doar a datelor (*e*, *f*) și pentru vizualizare (*X*, *Y*, *Z*).

Capacitatea maximă a memoriei este de 196 instrucțiuni; la introducerea unei date însă capacitatea se micșorează cu 14 pentru că este ocupat un registru întreg. Programul este o secvență de instrucțiuni care comunică în ordine ce trebuie să facă calculatorul pentru a rezolva o problemă particulară.

Scrierea unui program presupune trei etape:

— definirea problemei;

— descrierea modului de soluționare a problemei, schema bloc;

— scrierea programului secvențial pentru calculator.

Fiecărei instrucțiuni din program i se atașează o adresă alcătuită din numărul registrului și a caracterului în care este situată în memorie.

După introducerea programului în memorie se introduc și datele de prelucrat cu ajutorul butoanelor claviaturii, potrivit indicațiilor din program.

Domeniul calculatorului este cuprins între limitele $9{,}999.9999.999 \times 10^{99}$ și 1×10^{-98}.

Numerele pot fi introduse în două moduri cu virgulă fixă sau mobilă; indiferent de formatul ales precizia calculatorului se menține aceiași, formatul va afecta doar afișajul.

Un număr va avea următoarea formă: 10 cifre semnificative, 2 cifre pentru exponent și două cifre de siguranță (cu scopul de a menține o acurateță ridicată).

Calculul spectrului. Calculul spectrului s-a făcut după metoda Golțman-Kalinina [10]. Pentru simplitatea expunerii s-a ales o funcție simetrică, ceea ce a condus la utilizarea formulei:

$$\frac{A\,(m)}{\Delta x} = F_0 + 2 \sum_{K+1}^{N} F_k \cos \frac{\pi k m}{N},$$

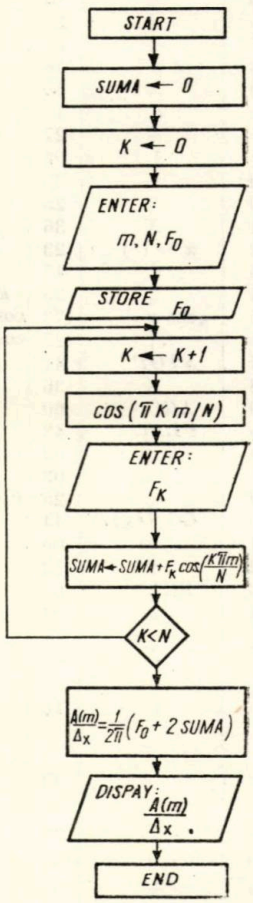


Fig. 1. — Schema bloc.

unde $A(m)$ sînt valorile spectrului, iar F_k mulțimea valorilor $\Delta g\ (x)$. Schema bloc este prezentată în figura 1, iar

programul în schemele următoare. :

Program pentru determinarea spectrului unei funcții pare

Adresa	Instrucțiuni	Cod	Registre de afișaj			Registre de memorie					
			X	Y	Z	f	e (suma)	d (k)	c	b	a
0 0	CLEAR	20	0	0	0	0	0				
1	$x \to ( )$	23									
2	d	17						0			
3	STOP	41	F_0	N	m	EN F_0,	TE N,	R m			
4	$x \to ( )$	23									
5	c	16							F_0		
6	↓	25	N	m	m						
7	÷	35	N	m/N	m						
8	π	56	π								
9	X	36	π	$\pi m/N$	m						
a	d	17	0	$\pi m/N$	m						
b	↑	27	0	0	$\pi m/N$						
c	1	01	1								
d	+	33	1	$(1+0)=k$	$\pi m/N$						
1 0	↓	25	$k=(1+0)$	$\pi m/N$	$\pi m/N$						
1	X	36	k	$k\pi m/N$	$\pi m/N$						
2	$x \to ( )$	23						k			
3	d	17									
4	↓	25	$k\ \pi m/N$	$\pi m/N$	$\pi m/N$						
5	cos x	73	$\cos(k\pi m/(N)$	$\pi m/N$	$\pi m/N$						
6	↑	27	$\cos(k\pi m(N)$	$\cos(k\pi m/N)$	$\pi m/N$						
7	$STOP$	41	F_k	$\cos(k\pi m/N)$	$\pi m/N$	EN	TE	R			
8	X	36	F_k	$F_k \cos(k\pi m/N)$	$\pi m/N$		F_k				
9	$ACC +$	60					↓	↓			
a	$FLAG$	43				$\Sigma F_k \Sigma F_x \cos()$					
b	2	02									
c	3	03									
d	↓	25	$F_k \cos(k\pi m/N)$	$\pi m/N$	$\pi m/N$						
2 0	$GO\ TO()\ ()$	44									
1	0	00									
2	a	13									
3	RCL	61	ΣF_k	$\Sigma F_k \cos(k/\pi/N)$	$\pi m/N$						
4	2	02									
5	X	36	2	$2\Sigma F_k \cos\left(\frac{k\pi m}{N}\right)$	$\pi m/N$						
6	c	16	F_0	$s = F_0 +$							
7	+	33	F_0	$+ 2\Sigma_k \cos\left(\frac{k\pi m}{N}\right)$	$\pi m/N$						
8	2	02	2								
9	÷	35		$s/2$							
a	π	56	π								
b	÷	35		$A(m)/\Delta x$							
c	0	0									
d	↑	27									
30	END	46→	0	0	$A(m)/\Delta_x$	DISPAY			↓		

Comutator:		Instrucțiuni pentru prelucrare
	RUN	PRESS: GO TO ( ) 00
	PROGRAM	ENTER Program
	RUN	PRESS: GO TO( ) ( ) 00 sau END

$$\text{ENTER} \begin{cases} m \rightarrow Z \\ N \rightarrow Y \\ F_0 \rightarrow X \end{cases}$$

PRESS: CONTINUE

ENTER: $F_k \rightarrow X$

PRESS: CONTINUE

$K = N$

ENTER: $F_k \rightarrow X$

PRESS: SET FLAG

CONTINUE

$$\text{DISPLAY:} \begin{cases} \dfrac{A\,(m)}{\Delta x} \rightarrow Z \\ 0 \rightarrow Y \\ 0 \rightarrow X \end{cases}$$

Verificarea pe un model teoretic. Verificarea metodei s-a făcut pe un cilindru orizontal infinit avînd următorii parametrii : adîncimea axului $H = 700$ m, raza $R = 400$ m și densitatea $\Delta\rho = 0{,}15$ g/cm³. S-a calculat efectul gravitațional și apoi spectrul. În figura 2 se prezintă spectrul pe baza căruia s-au calculat expresiile (7), (12) și (21).

Rezultatele sînt următoarele :

— masa aparentă $M_a = 7{,}5 \times 10^8$ gr cu o eroare față de cea reală de 13%;

— adîncimea centrului de greutate $h_G = 720$ m cu o eroare de 3%;

— adîncimea singularității (axa cilindrului) (fig. 3) $H = 600$ m cu o eroare de 13%.

Aceste erori de determinare a parametrilor sînt legate de precizia de calcul a spectrului. Studiile au arătat că pentru a avea o precizie bună în determinarea frecvențelor joase de care depind M_a și h_G este necesar să înlocuim limitele integralei cu un interval foarte mare. Pentru obținerea unei precizii mari în determinarea frecvențelor înalte este nevoie de un pas de eșantionare foarte mic.

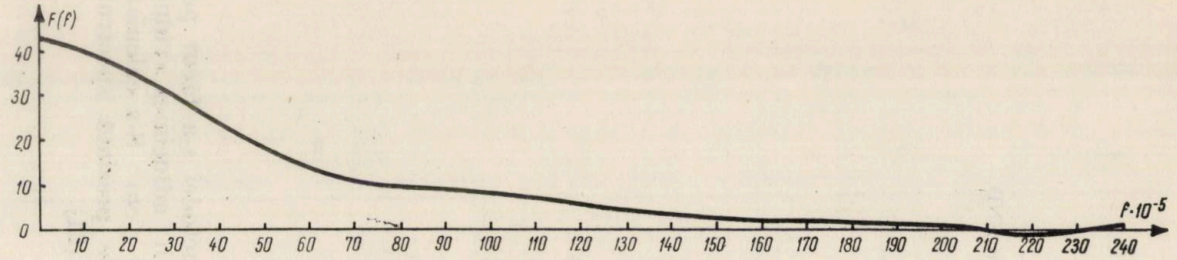


Fig. 2. — Spectrul anomaliei $\Delta g(x)$

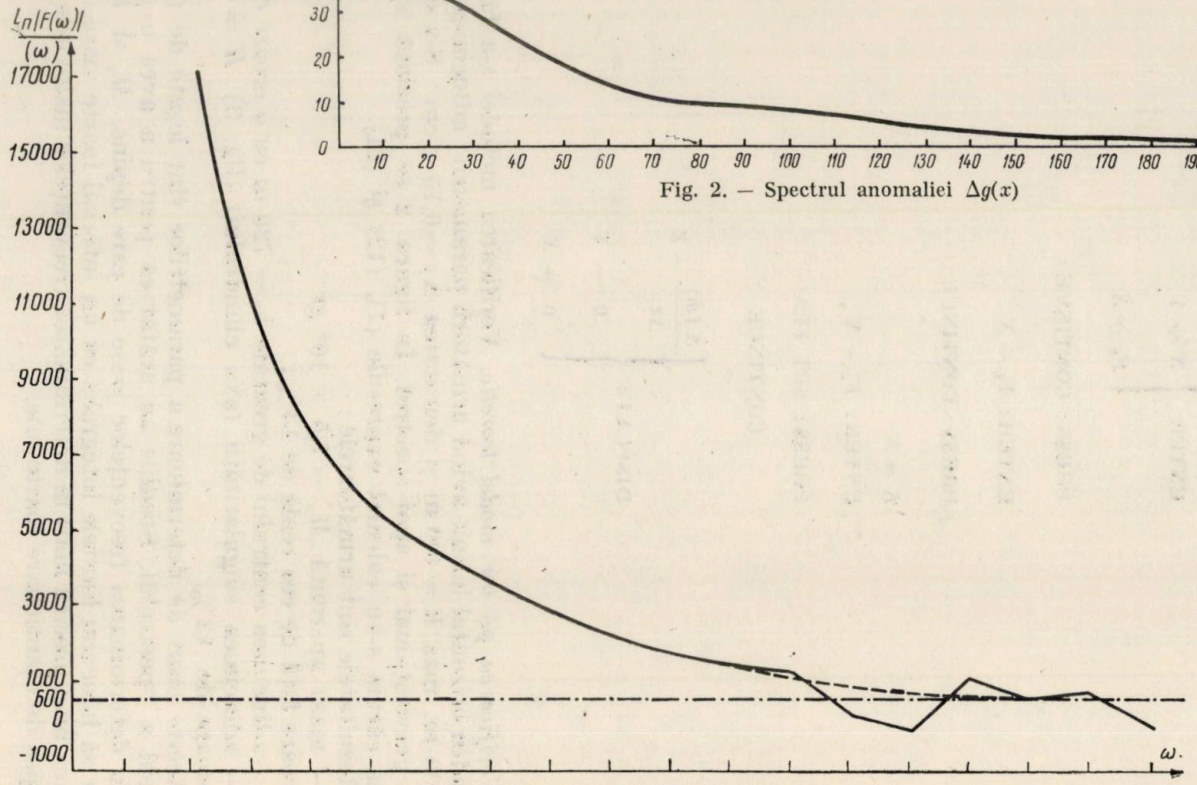


Fig. 3. — Reprezentarea funcţiei $\frac{\ln |F(\omega)|}{|\omega|}$.

CONCLUZII

În lucrare s-au prezentat cîteva metode de determinare a parametrilor corpurilor perturbătoare folosind reprezentarea spectrală a anomaliilor.

Metodele sînt valabile pentru corpuri de formă oarecare și nu se pune nici o condiție asupra acestora.

În final se arată limitările metodei legate de precizia determinării spectrului.

Primită la redacție la 3 martie 1971

SOME APPLICATIONS OF THE FOURIER TRANSFORM TO THE ANALYSIS OF GRAVIMETRIC DATA

(Abstract)

The gravitational anomalies of certain bodies have been used to develop methods for analysing the gravity data in the frequency domain. Various mathematical relations have been established between values of the transformed function and the depths and sizes of the bodies. We have proved the following relations :

$$|g(0)| = G \cdot M_a, \qquad g(0,0) = G \cdot M_a,$$

$$-\frac{|g(0)|'}{|g(0)|} = h_G, \qquad -\frac{|g(0,0)|'}{|g(0,0)|} = h_G,$$

$$-\lim_{|\omega|\to\infty} \frac{\ln|g(\omega)|}{|\omega|} = H, \qquad -\lim_{S\to\infty} \frac{\ln|g(\omega_x, \omega_y)|}{S} = H,$$

where M_a is the mass of the contrast, h_G — the depth of the center of mass, H — the depth of the upper singularity point, and $g(\omega)$ or $g(\omega_x, \omega_y)$ — the spectrum of the anomaly.

BIBLIOGRAFIE

1. M. E. Odegard, J. W. Berg, *Gravity interpretation using the Fourier integral*, Geophysics, **30**, *3* (1965).
2. V. K. Ivanov, *Obratnaia zadacia teorii potențiala* (teză de doctorat), Biblioteca Lenin, Moscova, 1955.
3. E. E. Fotiadi, (sub redacție), *Primenenie elektronnih țifrovih mașin pri rețenii nekotorih zadaci geofiziki*, Novosibirsk, 1963.
4. I. Sneddon, *Fourier transforms*, New York, 1951.
5. G. Pólya, *Untersuchungen über Lücken und Singularitäten von Potenzreihen*, Matematische Zeitschrift, *29* (1929).
6. V. N. Strahov, *Ob opredelenii raspolojeniia osobennostei potențialnih funkției*, Prikladnaia Geofizika, *44* (1965).
7. W. C. Dean, *Frequency analysis for gravity and magnetic interpretation*, Geophysics, **23**, *1* (1958).
8. V. N. Strahov, *Primenenie teorii korreliaționnih funkții nad prostranstvom* $L^2(-\infty, +\infty)$ *k rețeniiu zadaci magnito-i gravimetrii*, Geologiia i Geofizika, *3* (1967).
9. E. K. Darby, *The analysis and design of two-dimensional filters for two-dimensional data*, Geophysical Prospecting, **15**, *3* (1967).
10. F. M. Goltman, T. B. Kalinina, *Prostie metodi ciastotnogo analiza i sinteza i ih primenenie v rețeniiu nekotorîh geofiziceskih zadaci*, Prikladnaia Geofizika, *21* (1958).

FENOMENE PRECURSOARE ALE CUTREMURELOR PUTERNICE[1])

DE

LIVIU CONSTANTINESCU

Institutul de petrol, gaze şi geologie Bucureşti

INTRODUCERE

În eseul său asupra valorii umane a ştiinţei, publicat ca prefaţă a unei ample opere avînd ca obiect evoluţia generală a omenirii, Paul Langevin (1934) consideră că rolul ştiinţei constă în a urmări o adaptare din ce în ce mai precisă a spiritului nostru la realitate, în a construi o reprezentare din ce în ce mai adecvată a lumii care ne înconjură şi căreia îi aparţinem, mai întîi pentru a o înţelege, apoi pentru a trece de la înţelegere la prevedere şi în fine la acţiune.

Este deosebit de interesant să se examineze cum şi în ce măsură s-a îndeplinit acest rol nu numai în diverse ştiinţe luate separat ci chiar în cadrul unei aceleiaşi ştiinţe, în diferitele ei domenii de cercetare. În cazul seismologiei, deşi stadiul final a fost atins în multe din ramurile ei, acela al prevederii se găseşte numai la început pentru unul din principalele obiecte ale cercetării seismologice : apariţia cutremurelor de pămînt. Problema prevederii cutremurelor, care a trecut recent peste pragul ei ştiinţific, evoluează rapid, cu rezultate încurajatoare şi perspective promiţătoare, aşa cum o dovedeşte simpozionul în care se integrează lucrarea de faţă.

În asemenea împrejurări, alături de autentice contribuţii originale, aducînd idei şi fapte noi ca elemente de rezolvare a problemei prevederii, se pot dovedi ca foarte utile şi consideraţii generale asupra caracterului, valorii relative şi semnificaţiei unor astfel de elemente şi asupra principalelor tendinţe pe care le manifestă ele, precum şi asupra felului în care se integrează ele pentru atingerea scopului final. Probabil recunoaşterea acestei eventuale utilităţi a condus pe organizatorii simpozionului de faţă la invitaţia pe care mi-au adresat-o de a întocmi o prezentare sintetică,

---

[1]) Schiţă generală a stării actuale a problemei, întocmită la invitaţia Comitetului de organizare a simpozionului asupra prevederii cutremurelor şi prezentată, în ziua de 7 august 1971, la acest simpozion, ţinut în cadrul celei de-a XV-a Adunări generale a Uniunii Geodezice şi Geofizice Internaţionale (Moscova, 1—14 august 1971)

ST. CERC. GEOL., GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM 10, NR. 1, P. 15—22, BUCUREŞTI, 1972

conținînd considerații generale asupra fenomenelor precursoare ale cutremurelor puternice. Trebuie să spun că, la primirea invitației, m-am simțit mai întîi în încurcătură, nefiind chiar un specialist în acest domeniu. Ezitarea mea n-a fost, totuși, lungă și m-am hotărît să accept, în primul rînd ținînd seama de activitatea mea anterioară de cercetare în geomagnetism și în mecanismul de producere a cutremurelor de pămînt, ambele domenii prezentînd legătură cu prevederea cutremurelor, dar și plecînd de la punctul de vedere că pentru trasarea unei schițe generale a problemei fenomenelor precursoare ale cutremurelor de pămînt — obiectul lucrării de față — chiar un cercetător din afara domeniului restrîns avut în vedere dar posedînd documentarea adecvată poate, în definitiv, să scoată în evidență ce este mai semnificativ în acest domeniu și tendințele generale ale evoluției lui. S-ar putea pretinde că, avînd un astfel de conținut, darea de seamă sintetică ar putea fi de oarecare utilitate nu numai pentru nespecialiștii interesați în a avea informații ample și cuprinzătoare dar chiar pentru cercetătorii cu contribuții personale directe în domeniul respectiv, ea putînd servi drept cadru general în care acestea urmează să se integreze.

Poate este necesar să se sublinieze, de la început, că scopul lucrării de față este să prezinte o imagine cuprinzătoare, chiar dacă oarecum schematică, a fondului conceptual și faptic în raport cu care urmează să fie considerate fenomenele constituind obiectul acestui simpozion. Contururile generale ale acestei imagini sînt trasate avîndu-se în vedere perspectiva de a se utiliza cunoașterea și înțelegerea fenomenelor considerate ca o bază științifică pentru elaborarea unei tehnici de prevedere a cutremurelor, adică fenomenele respective sînt privite, în cele ce urmează, drept indicatori potențiali ai unor cutremure viitoare.

Cum implică însuși titlul lucrării, ea se concentrează asupra fenomenelor precursoare ale cutremurelor puternice, așa cum sînt ele stabilite prin metode fizice obiective, bineînțeles fără nici o pretenție de exhaustivitate. Dacă se dau și indicații asupra unor programe de prevedere a cutremurelor, acestea se limitează la punctele privind fenomenele fizice luate în considerare, în timp ce procedee pur empirice sau chiar statistice de prezicere a cutremurelor, pe baza corelării lor spațio-temporale sau a unor „modele" de apariție a cutremurelor, rămîn în afara cuprinsului lucrării de față.

CADRUL CONCEPTUAL

Ideile principale pe care se bazează studiul fenomenelor considerate ca precursoare ale cutremurelor de pămînt sînt acelea sugerate atît de conceptele mecanismului de producere a cutremurelor cît și de cunoașterea schimbărilor provocate în proprietățile rocilor din crusta terestră de variațiile de tensiune care preced cutremurele.

Dacă se admite validitatea teoriei „saltului elastic înapoi" — ceea ce pare cu totul rezonabil și are și sprijinul faptelor de observație pentru cutremurele tectonice —, fenomenul important care are loc înaintea unui cutremur este creșterea deformării care apare în regiunea focală ca o consecință a acumulărilor de tensiune. Modificările provocate în rocile care constituie crusta terestră din regiune sînt schimbări în geometria lor macroscopică, pe de o parte, și variații ale proprietăților fizice, datorită

schimbărilor microscopice intracristaline, pe de alta. Ca urmare, fenomene precursoare ale unui cutremur de pămînt vor fi diverse deformări ale terenului şi o serie întreagă de efecte, reprezentînd manifestări ale schimbărilor care afectează proprietăţile fizice ale rocilor.

Întreaga filozofie a studiului fenomenelor precursoare ale cutremurelor —în primul rînd pentru cutremurele puternice, caz în care ele au un ordin de mărime compatibil cu tehnici de observaţie nu prea complicate — în vederea utilizării lor în scopuri de prezicere va consta atunci în asigurarea unei căi sigure de detectare şi identificare a manifestărilor lor şi în interpretarea lor, într-o primă etapă, în termeni de deformări în sînul crustei terestre datorite tensiunilor care preced un cutremur. Bine înţeles, etapa următoare va trebui să fie prezicerea cutremurului, adică anunţarea parametrilor care îl definesc : momentul şi locul apariţiei şi magnitudinea.

Detectarea şi măsurarea deformărilor terenului constituie o problemă de topografie care a căpătat soluţii cu totul satisfăcătoare. Dat fiind că rezultatele reprezintă informaţii directe asupra fenomenului urmărit, identificarea este imediată şi interpretarea nu prezintă dificultăţi decît în legătură cu atribuirea lor raporturilor deformare-tensiune care prevestesc un cutremur. Se înţelege că atunci cînd se folosesc date indirecte pentru a se deduce deformările de teren — cum sînt, de ex. profilele gravimetrice şi magnetice ridicate în zona suspectată a corespunde regiunii focale — identificarea şi interpretarea vor deveni mai dificile.

În ceea ce priveşte studiul diverselor fenomene fizice generate de schimbări în proprietăţile rocilor datorite variaţiilor de tensiune, acesta constituie o problemă geofizică complexă, de o abordare mai delicată, atît din punctul de vedere al evaluării cantitative cît şi din acela al interpretării fizice. Marea varietate de manifestări — cum sînt, de ex., efectele seismomagnetic şi seismoelectric sau variaţiile vitezei de propagare a undelor elastice — nu se refuză detectării şi nici chiar măsurării dar interpretarea şi identificarea lor ca autentice fenomene precursoare ale cutremurelor sînt îngreuiate considerabil de numeroşi factori perturbanţi. Chiar dacă se pot înlătura sau estima efectele instrumentale falsificatoare, rămîn încă multe cauze care să contribuie la ridicarea nivelului „zgomotului" — cum sînt variaţia seculară a deformării sau efectele meteorologice —, aşa încît problema interpretativă a identificării unui fenomen, bine stabilit, ca reprezentînd un fenomen precursor al unui cutremur poate deveni ambiguă. Ca urmare, în ciuda unor progrese cu totul remarcabile în detectarea, măsurarea şi identificarea deformărilor şi în recunoaşterea lor ca fenomene precursoare efective ale cutremurelor, mai rămîne mult de făcut pentru a se ajunge la elaborarea unei tehnici care să permită prevederea cu un grad rezonabil de probabilitate a cutremurelor.

Ca elemente conceptuale importante, capabile să amelioreze situaţia în raport cu nivelul reflectat în cadrul Simpozionului de la Zürich asupra prevederii cutremurelor (Rikitake, ed., 1968) sînt de menţionat trei tendinţe care s-au manifestat foarte clar în ultimii ani : 1) perfecţionarea teoriei mecanismului de producere a cutremurelor, prin înlăturarea unora din suprasimplificările ei şi prin realizarea unui conţinut mai puţin geometric şi mai mult fizic, în special cu ajutorul concepţiilor noii tectonici globale a „plăcilor" (McKenzie, 1969 ; Isacks şi Molnar, 1970 ; Savage, 1971) ; 2) utilizarea informaţiilor rezultate din studiul cutremurelor arti-

ficiale, pentru care s-au stabilit deja relaţii interesante (Hollister et al., 1968; Rothé, 1970; Healy şi Pakiser, 1971), mai întîi în scopul verificării şi apoi în vederea aplicării eventualelor regularităţi cu proprietăţi diagnostice; 3) adaptarea tehnicilor „seismologiei exploziilor" (Ryall şi Savage, 1969; Prodehl, 1970) pentru determinarea vitezelor seismice înainte şi după şocurile seismice, cu scopul de a se detecta şi identifica schimbări posibile care să aibă „putere predictivă".

Această evoluţie în cadrul conceptual folosit pentru studiul fenomenelor precursoare ale cutremurelor şi pentu elaborarea unor tehnici corespunzătoare de prevedere a acestora este foarte încurajatoare. Poate că, mai mult decît progresele instrumentale, o mai amplă integrare geofizică şi geologică a studiului fenomenelor precursoare de cutremure menţionate mai sus este susceptibilă să amelioreze substanţial situaţia şi să conducă la procedee mai sănătoase de prevedere.

FAPTE DE OBSERVAŢIE

Cum s-a menţionat mai sus, variaţiile de tensiune-deformare din interiorul crustei terestre în regiunea focală pot genera două categorii de fenomene: *a*) deformări geometrice ale maselor de roci din zona considerată şi *b*) modificări ale unora dintre proprietăţile fizice ale acestor mase de roci. Ambele categorii de fapte au fost bine stabilite chiar cantitativ şi în prezent nu se mai pot cita controverse decît în legătură cu recunoaşterea lor drept autentice fenomene precursoare de cutremure şi, deci, în legătură cu rolul lor de instrument diagnostic în mecanismul tehnicilor de prevedere a cutremurelor.

Deformările crustale „anomale", identificabile ca variaţii de altitudine sau ca schimbări de distanţe orizontale, precum şi ca modificări de înclinare a suprafeţei terestre, constituie importante fenomene precursoare ale cutremurelor (Hagiwara,1969) şi pot fi evaluate cantitativ prin nivelmente de precizie repetate sau măsurători geodimetrice, respectiv cu ajutorul tiltmetrelor pentru teren şi al extensometrelor. Rezultate recente obţinute prin măsurarea cu geodimetrul a unor distanţe orizontale dispuse transversal faţă de falii (Scholz şi Fitch, 1970) au arătat, în urma comparării lor cu vitezele de „curgere lentă" determinate pentru aceleaşi falii, posibilitatea de a se obţine informaţii preţioase asupra eliberării tensiunilor acumulate în zona considerată. Trecerea de la măsurători geodezice-topografice la deducţii privind schimbări de tensiuni şi eliberări de energii de deformare implică, bine înţeles, existenţa unor informaţii suplimentare geofizice şi geologice, dar este posibilă, cel puţin în condiţii favorabile (Meister et al., 1968). Observaţii corespunzătoare trebuie făcute în legătură cu valoarea de prezicere a mişcărilor de falii, stabilite prin măsurători geodimetrice (Hofmann, 1969).

Dat fiind faptul că este foarte greu să se facă observaţii directe asupra variaţiilor de tensiune, este necesar să se recurgă la evaluări indirecte, bazate pe studiul efectelor tensiunii asupra proprietăţilor magnetice şi electrice ale rocilor prezente în zona focală, precum şi asupra vitezei undelor seismice în regiunea respectivă. S-au stabilit importante fapte de observaţie pe baza cercetărilor privind efectul piezomagnetic sau seismomagnetic (Stacey, 1964; Nagata, 1966) şi efectul piezoelectric sau

seismoelectric (Brace şi Orange, 1968), atît prin măsurători pe teren cît şi prin cercetări de laborator. Utilizarea lor ca elemente ale unui instrument de diagnoză în prevederea cutremurelor mai trebuie să se facă încă cu prudenţă, în particular în cazul efectului seismoelectric. Pe de altă parte, au fost puse în evidenţă variaţii semnificative ale vitezelor undelor seismice, în special pentru raportul dintre vitezele undelor *P* şi *S* înainte şi după un cutremur puternic (Savarensky, 1968), important fapt de observaţie de o incontestabilă valoare predictivă.

O categorie diferită de fenomene care pot fi considerate, în cadrul anumitor limitări, ca reprezentînd evenimente precursoare ale cutremurelor puternice o constituie şocurile mai slabe, în special microcutremurele, care le preced. Studii ample asupra corelării spaţio-temporale a cutremurelor (Knopoff, 1964), bazate pe observaţii pe scară largă şi utilizînd atît teoria razei cît şi teoria undelor (Aki, 1968), au condus la rezultate semnificative şi foarte încurajatoare (Kelleher, 1970) stabilind „modele" caracteristice de evidentă utilitate în elaborarea unei tehnici de prevedere a cutremurelor.

O mai largă integrare geofizică şi geologică a faptelor de observaţie menţionate mai sus şi sprijinul care le este dat de studiile statistice — care nu sînt lipsite nici ele însele de o anumită putere de prezicere (Lomnitz, 1966 ; Riznichenko, 1966, Kárnik şi Hübnerová, 1968) — ca şi de numeroase date experimentale şi de modelare, despre care nu se vorbeşte aici întrucît ies din cadrul impus lucrării, pot ridica substanţial capacitatea lor de prevedere a cutremurelor.

PERSPECTIVE DE DEZVOLTARE

Marea importanţă a problemei prevederii cutremurelor, cu largile ei implicaţii de ordin social şi economic, va continua să o menţină, fără îndoială, pe agenda cercetării ştiinţifice ca şi pe aceea a contribuţiilor aduse de ştiinţă omenirii în general. Cunoaşterea şi înţelegerea în continuă perfecţionare a fenomenelor precursoare ale cutremurelor puternice — şi în contextul de faţă puternic înseamnă distructiv — constituie condiţia fundamentală ce va trebui îndeplinită pentru a se asigura orientarea ei sănătoasă către rezolvarea satisfăcătoare pe care o reprezintă o tehnică de prevedere a apariţiei cutremurelor în termeni precişi privind timpul, locul şi magnitudinea fenomenului.

Prevederea bazată pe cercetări integrate avînd ca obiect fenomenele precursoare — aşa cum s-a prezentat mai sus—urmează să constituie principalul element al unei astfel de tehnici. Totuşi, „prevederea statistică", care constă în a estima valorile viitoare ale unei serii de timp pe baza utilizării de operatori matematici (Lomnitz, 1966), precum şi „prevederea după modele", bazată pe corelări spaţio-temporale ale cutremurelor (Miyamura et al., 1965 ; Utsu şi Hirota, 1969), vor juca un rol important în structura şi în procedeul de aplicare a unei astfel de tehnici.

Dat fiind faptul că urmărirea variaţiilor deformărilor care preced un cutremur, cu ajutorul unor indicatori indirecţi ar trebui să fie mai mult sau mai puţin continuă — mai curînd „mai mult" decît „mai puţin" — şi că, dacă anumite observaţii pot satisface această cerinţă, altele rămîn,

prin însăşi natura lor, intermitente, este necesar ca informaţii cu caracter statistic să fie utilizate pentru a se pune în acţiune mijloacele privind ultima categorie, în intervale de timp în care probabilitatea statistică de apariţie a unui cutremur este mai mare.

O altă dezvoltare probabilă este de aşteptat în direcţia unei mai bune adaptări a reţelei de staţiuni de observaţie la condiţiile locale şi regionale, printr-o alegere adecvată a densităţii lor spaţiale şi a parametrilor instrumentali ai echipamentului lor, în scopul de a se obţine o imagine fidelă, nedistorsionată, a distribuţiei geografice a deformărilor şi de a se elimina efectele seculare şi prea locale, precum şi influenţa eventualilor factori perturbanţi.

Bineînţeles, ameliorări sînt de aşteptat în toate direcţiile, pe plan instrumental şi metodologic ca şi pe un plan conceptual şi interpretativ. Dezvoltări majore, susceptibile să ne conducă mai aproape de obiectivul prevederii cutremurelor cu ajutorul studiului fenomenelor precursoare, vor fi determinate, totuşi, în mod predominant, de o mai largă integrare geonomică a observaţiilor izolate ale lor şi de influenţa, deja simţită, a noilor concepte ale tectonicii globale.

OBSERVAŢII FINALE

Cu riscul unei repetări parţiale, sublinierea cîtorva idei şi fapte în legătură cu problema care constituie obiectul prezentei dări de seamă, schematică şi generală, pare să fie oportună la încheierea ei, pentru a se scoate şi mai mult în evidenţă rolul pe care urmează să-l îndeplinească studiul cantitativ al fenomenelor precursoare ale cutremurelor puternice în cadrul unei tehnici de nădejde de prevedere a cutremurelor.

Întrucît problema fundamentală a prevederii cutremurelor de pămînt constă în a recunoaşte deformările din sînul crustei terestre care reprezintă autentice fenomene precursoare de cutremure, ceea ce ar conduce la rezolvarea ei ar fi cunoaşterea temeinică a distribuţiei spaţiale şi a evoluţiei temporale a fenomenelor constituind indicatori siguri ai acestor deformări şi înţelegerea clară a mecanismului care le leagă de apariţia şocului seismic. O astfel de cunoaştere poate fi asigurată printr-o reţea adecvată de staţiuni de observaţie, destinate să urmărească în mod continuu dubla variaţie în spaţiu şi timp a fenomenului considerat (de ex. înregistrări ale cîmpului geomagnetic sau ale curenţilor telurici), şi prin măsurători intermitente, organizate în mod potrivit cu scopul de a se evalua cantitativ valorile discrete ale unor parametri semnificativi (de ex. viteze ale undelor seismice). Cît priveşte înţelegerea fenomenelor şi a rolului lor de precursori ai cutremurelor, ea urmează să fie furnizată de o interpretare convenabil integrată în cadrul conceptual oferit de stadiul actual de dezvoltare a geoştiinţelor.

Caracteristicile de „adecvat" şi „convenabil" privesc, în contextul de mai sus, „modelele" spaţiale şi temporale de înregistrări şi măsurători, sensibilitatea instrumentală şi „raportul semnal/zgomot". Ordinul de mărime al efectelor care urmează să fie stabilite (variaţii locale ale proprietăţilor magnetice sau ale rezistivităţii electrice a rocilor, mărimea şi ritmul deformărilor crustale, variaţii ale vitezelor undelor seismice

etc.) precum și extinderea în timp și în spațiu a imaginii schimbărilor lor sînt determinante pentru întreaga metrologie și prelucrare a datelor din cadrul tehnicii de prevedere. Integrarea geonomică complexă a datelor de observație și interpretarea lor în termeni privind parametrii de definire a cutremurelor vor permite, în stadiul final, abordarea obiectivului reprezentat de prezicerea cutremurelor.

La încheierea acestei dări de seamă, o observație optimistă pare îndreptățită. Este în afară de orice îndoială că recent s-au făcut progrese remarcabile în domeniul seismologiei, în general, și în cunoașterea și înțelegerea mecanismului de producere a cutremurelor ca și a fenomenelor precursoare ale cutremurelor, în particular. A recunoaște aceasta — fără a uita, bineînțeles, ceea ce mai rămîne de făcut — înseamnă ipso facto a declara explicit că progrese substanțiale s-au realizat și în domeniul prevederii cutremurelor. Mult mai mult este de așteptat în viitorul nu prea îndepărtat.

Primită la redacție la 10 octombrie 1971

BROAD OUTLINE OF FORERUNNING EVENTS OF STRONG EARTHQUAKES

(Abstract)

Aimed at giving a general picture of the conceptual and factual framework within which the problem of earthquake prediction is evolving, the paper contains a survey of the main phenomena suspected to be forerunners of natural seismic events and—at least in some cases—detected and identified as such.

Changes in the rate of land upheavel as revealed by repeated precise levelling, special crustal deformations studied on the basis of accurate instrumental measurements, anomaluos variations in the tilt of the ground surface, modifications of the strain within the Earth's crust as shown directly by strainmeters or indirectly by measurements of elastic wave velocities, changes in the geographical distribution and time variation of the geomagnetic field as manifestations of seismomagnetic effects, pattern peculiarities in the activity of small earthquakes and, especially, of microearthquakes, all these represent significant events considered at present as earthquake forerunners. Their integrated study, carried out on the basis of accurate quantitative observations and completed by experimental and modelling investigations, is liable to provide an increasingly safer basis for earthquake prediction.

Developments are reported both in the field of data acquisition and in the interpretation of the corresponding events as forerunners of strong earthquakes.

BIBLIOGRAFIE

Aki K. (1968), *Seismicity and seismological method*, Tectonophysics, *6*, 41—58.

Brace, W. F., Orange, A. S. (1968), *Electrical resistivity changes in saturated rocks during fracture and frictional sliding*. J. Geophys. Res., *73*, 1433—1445.

Hagiwara, T. (1969), *Prediction of earthquakes*, The Earth's Crust and Upper Mantle (P. J. Hart, ed), A. G. U., Washington, p. 174—176.

Healy, J. H., Pakiser, L. C. (1971), *Man-made earthquakes and earthquake prediction*, Trans. Amer. Geophys. Un. (EOS), *52*, IUGG 171 — IUGG 174.

HOFMANN, R. B. (1969), *Earthquake prediction from fault movement in California*, Trans. Amer. Geophys. Un. (EOS), *50*, 381—382.

HOLLISTER, J. C., WEIMER, R, J., MAJOR, M. W., SIMON, R. B., HADSELL, F. A., PICKETT. G. R., HAUN, J. D., DE VOTO, R. H., LICKUS, R. L., LE ROY, L. W., SNOW, D. T., HOEGER, R. L. (1968), *Geophysical and geological studies on the relationships between the Denver earthquakes and the Rocky Mountains Arsenal well*, Colo. School of Mines Quart., *63*, 1—251.

ISACKS, B., MOLNAR, P. (1971), *Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal-mechanism solutions of mantle earthquakes*, Rev. Geophys., *9*, 103—174.

KÁRNÍK, V., HÜBNEROVA, Z. (1968), *The probability of occurrence of largest earthquakes in the European area*, Pure and Appl. Geophys., *70*, 61—73.

KELLEHER, J. A. (1970), *Space-time seismicity of the Alaska-Aleutian seismic zone*, J. Geophys. Res., *75*, 5745—5756.

KNOPOFF, L. (1964), *The statistics of earthquakes in southern California*, Bull. Seism. Soc. Amer., *54*, 1871—1873.

LANGEVIN, P. (1934), *La valeur humaine de la science*, L'évolution humaine, vol. I, p. VII—XV, Librairie A. Quillet, Paris.

LOMNITZ, C. (1966), *Statistical prediction of earthquakes*, Rev. Geophys., *4*, 377—393.

MCKENZIE, D. (1969), *The relation between fault-plane solutions for earthquakes in the direction of the principal stresses*, Bull. Seism. Soc. Amer., *59*, 591—601.

MEISTER, L. J., BURFORD, R. D., THOMPSON, G. A., KOVACH, R. L. (1968), *Surface strain changes and strain energy release in the Dixie Valley — Fairview Peak area, Nevada*, J. Geophys. Res., *73*, 5981—5994.

MIYAMURA, S., OMOTE, S., TEISSEYRE, R., VESANEN, E. (1965), *Multiple shocks and earthquake series pattern*. Bull. Int. Inst. Seismol. Eearthq. Eng., *2*, 71—92.

NAGATA, T. (1966), *Magnetic susceptibility of compressed rocks*, J. Geomagn. Geoelectr., *18*, 73—80.

PRODEHL, C. (1970), *Seismic refraction study of crustal structure in the western United States*, Bull. Geol. Soc. Amer., *81*, 2629—2646.

RIKITAKE, T., ed. (1968), *Earthquake Prediction*, Special issue of Tectonophysics, Vol. 6, No. 1.

RIZNICHENKO, Y. D. (1966), *Problems of earthquake physics* (in Russian), I.A.N., Fiz. Zemli, No. 2, 3—24.

ROTHÉ, J. P. (1970), *Séismes artificiels*, Tectonophysics, *9*, 215—238.

RYALL, A., SAVAGE, W. U. (1969), *A comparison of seismological effects for the Nevada underground test Boxcar with natural earthquakes in the Nevada region*, J. Geophys. Res., *74*, 4281—4289.

SAVAGE, J. C. (1971), *A theory of creep waves along a transform fault*, J. Geophys. Res., 1954—1966.

SAVARENSKY, E. F. (1968), *On the prediction of earthquakes*, Tectonophysics, *6*, 17—27.

SCHOLZ, C. H., FITCH, T. J. (1970), *Strain and creep in central California*, J. Geophys,, Res., *75*, 4447—4453.

STACEY, F. D. (1964), *The seismomagnetic effect*, Pure and Appl. Geophys., *58*, 5—22.

UTSU, T., HIROTA, T. (1968), *A note on the statistical nature of energy and strain release in earthquake sequences*, J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., Series VII (Geophys.), *3*, 49—64.

STRUCTURA SCOARȚEI TERESTRE ȘI A MANTALEI SUPERIOARE ÎN ZONA CURBURII CARPAȚILOR

DE

D. ENESCU, I. CORNEA, P. CONSTANTINESCU, FL. RĂDULESCU și ȘT. PĂTRUȚ

Institutul de geofizică aplicată, Str. Izvor nr. 78, București

INTRODUCERE

Curbura Carpaților reprezintă din punct de vedere seismogeologic una din cele mai importante și interesante regiuni din țara noastră. Ea include zona seismică cea mai activă de pe teritoriul României iar focarele cutremurelor vrîncene au carateristici care oferă posibilități deosebite de studiu al structurii interne a Pămîntului. Aflate în mantaua superioară, aceste focare, prin simpla lor prezență și mai ales prin caracteristicile mecanismului lor de producere, sînt în măsură să furnizeze informații asupra structurii de mare adîncime a zonei de la curbura Carpaților. Cu toate aceste mari posibilități de studiu pe care le oferă cutremurele vrîncene, pînă în prezent au fost făcute relativ puține cercetări pentru structura scoarței terestre și a mantalei superioare, bazate pe folosirea datelor asupra acestor cutremure. Mai mult, o bună parte din rezultatele obținute au trebuit să fie reconsiderate. Printre cauzele care au determinat reconsiderarea unor date seismologice obținute pe baza folosirii cutremurelor din Vrancea se află și aceea reprezentată de marea complexitate a structurii scoarței terestre în zona de curbură a Carpaților. Legată de aceasta și foarte caracteristică regiunii studiate este grosimea mare a depozitelor sedimentare în Depresiunea Focșani. Formată pe aria unui bazin de subsidență, care a permis acumularea unor depozite cu grosimi considerabile, această depresiune este relativ puțin cunoscută din punct de vedere geologic. Dificultatea mare care a împiedicat cunoașterea geologiei de adîncime a depresiunii a fost, în mod evident, grosimea mare a depozitelor neogene, estimată în axul ei la circa 12 km. Majoritatea sondelor săpate pe aria Depresiunii Focșani au investigat depozitele pliocene, puține din ele au atins sarmațianul și numai două au pătruns în depozite mezozoice.

Spre vest, edificiul Carpaților Orientali prezintă din punct de vedere tectonic multe probleme care constituie încă obiectul disputelor geologilor. Unele elemente sînt unanim acceptate : structura în pînze încălecate succesiv spre est, prezența unui anticlinoriu central în care fundamentul cristalin apare la zi, existența depozitelor de fliș cu o tectonică internă

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 1, P. 23–41, BUCUREȘTI, 1972

foarte complicată care nu permite deducerea structurii de profunzime. Prezenţa în această zonă a unui important minim gravimetric constituie o dovadă că aceste depozite au o grosime considerabilă.

Importante contribuţii la descifrarea structurii şi tectonicii zonei de la curbura Carpaţilor au fost aduse de lucrările seismice de refracţie şi mai ales de cele de reflexie, executate de Întreprinderea de prospecţiuni geologice şi geofizice, însă nici una din aceste lucrări nu oferă date asupra adîncimii şi formei suprafeţei fundamentului cristalin în zona de mare afundare a acestuia.

În ceea ce priveşte adîncimea suprafeţelor Conrad şi Mohorovičić, studiile seismologice au oferit date puţine şi nesigure. S-a considerat că suprafaţa Mohorovičić în zona de curbură a Carpaţilor se află la o adîncime, cam exagerată de mare, de 70—75 km.

Prezenta lucrare îşi propune să contribuie la soluţionarea unor probleme majore privind structura zonei de la curbura Carpaţilor. Bazate pe determinări de sondaj seismic de profunzime şi pe date seismologice reconsiderate, rezultatele prezentate de noi în acestă lucrare vin să aducă mai multă lumină în ceea ce priveşte grosimea sedimentarului în Depresiunea Focşani, adîncimea suprafeţelor Conrad şi Mohorovičić şi prezenţa stratului de viteză redusă din mantaua superioară.

Cercetările prin sondaje seismice de profunzime, executate în zona de curbură a Carpaţilor şi care constituie obiectul primei părţi a acestei lucrări, au avut un rol foarte mare în rezolvarea problemelor enumerate mai sus. Rezultatele acestor cercetări au avut şi calitatea de a fi uşurat reconsiderarea datelor seismologice, reconsiderare ale cărei rezultate constituie obiectul celei de a doua părţi a prezentei lucrări.

1. SONDAJUL SEISMIC DE PROFUNZIME. METODICĂ DE LUCRU ŞI REZULTATE

Cercetarea structurii scoarţei terestre prin sondaje seismice de profunzime în zona curburii Carpaţilor a început în toamna anului 1969 şi a continuat pînă în anul 1971. Lucrările efectuate în această zonă se încadrează în ansamblul lucrărilor ce au fost executate şi se vor mai executa pe profilul internaţional XI cu traseul prin ţara noastră între Galaţi şi Oradea, profil care traversează curbura Carpaţilor chiar în zona focarelor de cutremure vrîncene.

Observaţiile seismometrice din zona curburii Carpaţilor au fost realizate prin sondaje punctuale şi prin profilare longitudinală continuă pe porţiuni. Profilarea longitudinală continuă a fost aplicată numai pe profilul XI_1 (fig. 1) care a avut ca obiectiv descifrarea zonei de vorland a orogenului carpatic.

Orientarea aproximativ nord-sud a profilului XI_1 nu este întîmplătoare. Ea decurge din convingerea că pentru urmărirea suprafeţei fundamentului cristalin şi a limitelor din seria sedimentară pe aria depresiunii din faţa curburii Carpaţilor este esenţial să se efectueze observaţii pe profile orientate paralel cu axul depresiunii. Configuraţia bazinului sedimentar, cu flancurile estic şi mai ales cel vestic puternic redresate, face ca folosirea unor profile de refracţie orientate transversal pe axul structurii — cum se recomandă de obicei — să fie inoportună. Datorită încli-

nării limitelor, urmărirea undelor frontale de la limite profunde s-ar fi putut realiza numai la distanțe foarte mari de punctul de explozie adică, pentru explozii produse în estul depresiunii, înregistrările ar fi trebuit efectuate în zone muntoase inaccesibile. În cazul unor profile orientate transversal pe axul depresiunii, precizia interpretării datelor de observație ar fi fost micșorată de deformarea vitezelor aparente (deformare cauzată tot de înclinarea mare a limitelor) și de prezența a numeroase falii care afectează limitele de separație în afundarea lor spre axul depresiunii. Alegerea traseului profilului XI_1 (fig. 1) a fost dictată și de posibilitățile de acces în punctele importante ale profilului, precum și de necesitatea folosirii unor condiții cît mai favorabile de generare a undelor (roci argiloase sau marnoase).

Înregistrările au fost efectuate cu o stație seismică cu sistem dublu de înscriere a datelor (oscilografic și magnetic) de tip POISK-1-48-KMPV ; s-au folosit geofoane de tip SPEN-1.

La identificarea și corelarea undelor înregistrate au fost luate în considerare atît caracteristicile cinematice cît și cele dinamice ale acestora. Pentru ca operația de stabilire a naturii undelor să fie mult ușurată s-au întocmit motaje de seismograme (fig. 2—5).

Folosind criteriile cunoscute și adaptîndu-le la condițiile profilului XI_1 am putut identifica pe seismogramele înregistrate (fig. 2—5) următoarele unde : unde continuu refractate (P^s_{01}) ; unde frontale legate de limite din sedimentar (P^s_1, P^s_2) ; unde frontale (P^k_0) și reflectate ($P^k_{0\,refl.}$) de la fundamentul cristalin ; unde frontale (P^k_1) și reflectate ($P^k_{1,refl.}$) de la suprafața Conrad ; unde difractate legate de unele accidente adînci. Hodografii acestor unde sînt prezentați în figura 6.

Pe profilul XI_1, în zona Ciorăști, au mai fost înregistrate și exploziile executate în punctul Ulmul aflat mult la sud de acest profil (fig. 1). Pe seismogramele obținute au fost identificate unde de tipul P^s_2, P^k_0 și $P^k_{1,refl.}$ (fig. 6).

În afară de undele enumerate mai sus, au mai fost înregistrate, pe panoul Milcov—Ciorăști (fig. 2), în sosiri ulterioare, un adevărat evantai de unde cu viteze aparente mai mici decît a undei continuu refractate și a undei frontale P^s_1 din prime sosiri. Hodografii acestor unde (fig. 7) sînt curbilinii, viteza aparentă prezentînd valori mai mari pe măsura depărtării de punctul de explozie. Am putut separa patru unde de acest tip (fig. 2 și 7) pe care le-am notat cu P^s_{02}, P^s_{03}, P^s_{04} și P^s_{05}. Ultima undă (P^s_{05}), al cărei hodograf este practic rectiliniu are o viteză aparentă de 1,8 km/s. Ținînd seamă de caracteristicele cinematice ale acestor unde am făcut ipoteza că ele sînt unde multiple continuu refractate, unda P^s_{01} fiind undă simplu continuu refractată. Unda notată cu P^s_{05} reprezintă, am putea spune, cazul limită al multiplelor observate pe seismogramele din figura 2 și ea se propagă prin imediata vecinătate a suprafeței pămîntului, dar nu poate fi confundată cu unda superficială.

Undele continuu refractate pot fi urmărite pe panoul Milcov—Ciorăști pe distanțe suficient de mari, aproximativ 18 km. Hodografii construiți pentru aceste unde (fig. 7) indică valori crescătoare ale vitezei aparente de la 1,8 km/s la 5,0 km/s (fig. 8), ceea ce confirmă că sîntem în prezența unui mediu cu variație continuă sau continuă pe porțiuni a vitezei de propagare cu adîncimea.

Hodografii undelor continuu refractate au folosit la determinarea distribuţiei de viteze. Au fost aplicate procedeele Wiechert-Herglotz [1], Kondratiev-Gamburţev [2], Nazarnîi [3] şi procedeul empiric Pavlenkova [4]. Curbele obţinute sînt prezentate în figura 9. Se observă că valorile de viteză se grupează într-o zonă destul de restrînsă, cu lăţimea maximă de 0,25 km/s. Totuşi, pentru prelucrările ulterioare s-a luat în considerare curba $V(z)$ obţinută prin procedeul cel mai riguros — procedeul Wiechert—Herglotz. Pe baza acestei curbe au fost calculate valorile vitezei medii pînă la adîncimi de ordinul a 7 km, pentru care au existat date din hodograful undelor continuu refractate. Curba de variaţie a vitezei medii cu adîncimea este prezentată în figura 10. Pentru adîncimi mai mari de 7 km s-a adoptat o curbură extrapolată pînă la adîncimea de 50km (fig. 10). Extrapolarea a fost făcută pe baza formei curbei calculate, precum şi pe baza valorilor vitezelor de limită corespunzătoare limitelor din sedimentar, fundamentului cristalin şi suprafeţei Conrad. S-a ţinut seama la această extrapolare şi de faptul că viteza medie corepunzătoare adîncimii de 40—50 km (adîncimea suprafeţei Mohorovčić) este de aproximativ 6 km/s.

Stabilirea naturii undelor înregistrate şi estimarea distribuţiei de viteze în adîncime au permis construirea limitelor de separaţie de care sînt legate undele înregistrate pe seismogramele prezentate în figurile 2—5. Limitele S_1 şi S_2 (fig. 11), pe care s-au format undele frontale P_1^s şi P_2^s, au fost construite folosind metoda cîmpurilor de timp. Viteza de limită ($V_L = 5{,}6$ km/s) corespunzătoare undei P_2^s a fost calculată pe baza hodografului diferenţial care a putut fi construit pe o porţiune a panoului Milcov—Ciorăşti. Aplicarea metodei cîmpurilor de timp a permis totodată şi determinarea vitezei de limită corespunzătoare undei P_1^s. S-a obţinut valoarea $V_L = 4{,}2$ km/s. Limita K_0 (fig. 11) de care este legată unda P_0^k a fost construită folosind metoda cîmpurilor de timp şi metoda secţiunilor de timp. Rezultatele obţinute prin cele două metode sînt practic identice. Pentru această limită a fost evaluată o viteză $V_L = 6{,}5$ km/s. Construirea limitei K_1 (fig. 11) s-a efectuat pe baza undei $P_{1\,\mathrm{refl.}}^k$ aplicînd metoda cîmpurilor de timp.

După cum se observă din fig. 11, limitele din sedimentar S_1 şi S_2 nu prezintă o discordanţă, ambele marcînd o uşoară ridicare de la nord către sud. Limita S_1 are adîncimi de ordinul a 4—5 km iar limita S_2 se află la adîncimea de 10—11 km. Comparaţia cu rezultatele lucrărilor seismice executate de Întreprinderea de prospecţiuni geologice şi geofizice pe aria Depresiunii Focşani justifică presupunerea că limita S_1 marchează un contrast seismic plasat în pachetul de sedimente pliocene, probabil în ponţian sau meoţian. Limita S_2 se află mult sub orizontul caracteristic din baza sarmaţianului, urmărit de toate lucrările seismice de reflexie. Deocamdată nu există date de foraj care să ne permită stabilirea sigură a apartenenţei stratigrafice a limitei S_2. Viteza de limită ($V_L = 5{,}6$ km/s), precum şi adîncimea de circa 10—11 km ne determină s-o considerăm a aparţine seriei sedimentare a depresiunii. Nu este exclus ca această limită (S_2) să fie situată în cuprinsul depozitelor jurasice sau triasice care, probabil, suferă o ridicare considerabilă la sud de falia Balta Albă în aşa fel încît orizontul S_2 — care în partea centrală a profilului este situat la adîncimi

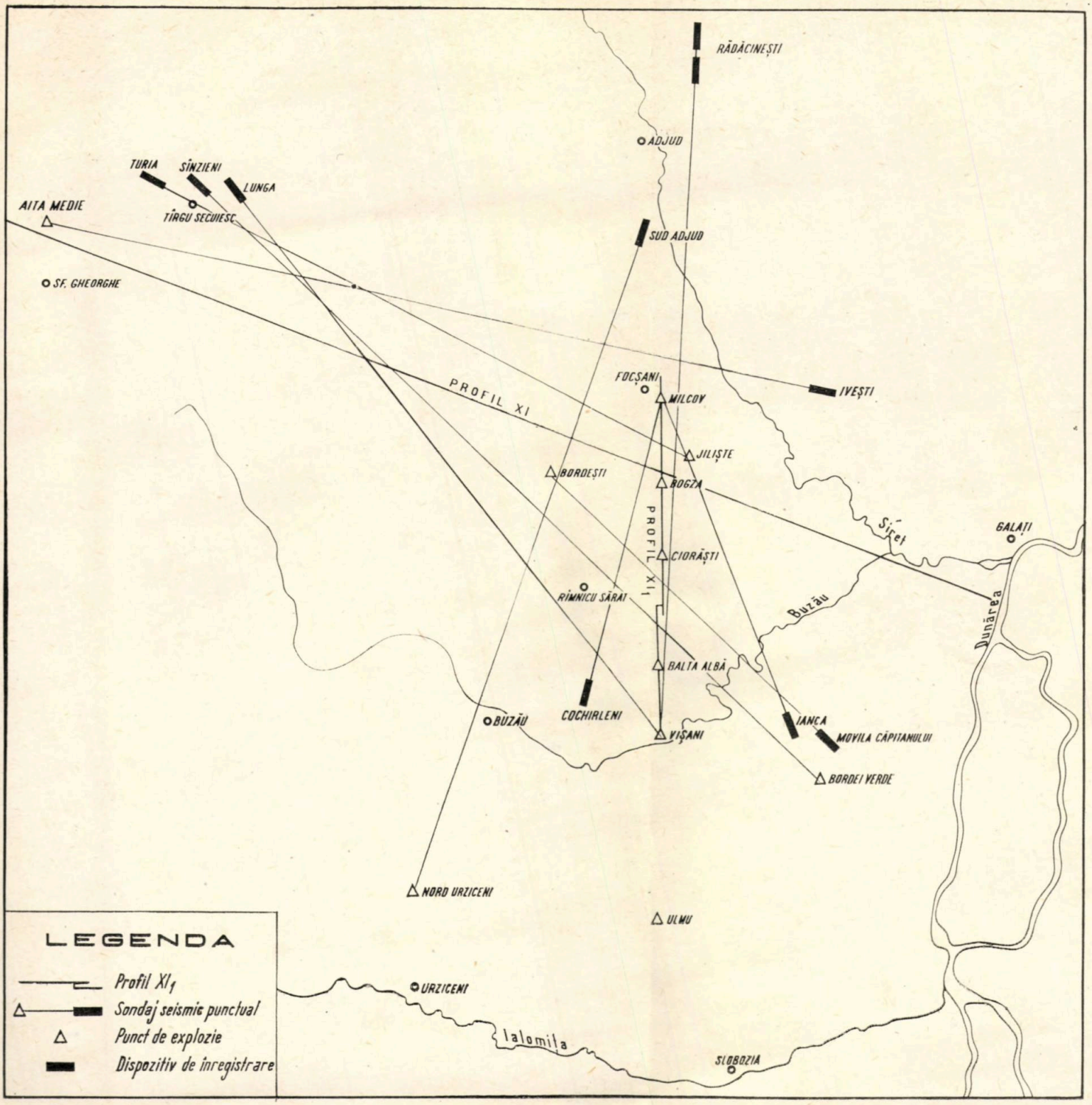


Fig. 1. — Amplasarea dispozitivelor seismice de observații în regiunea curburii Carpaților.

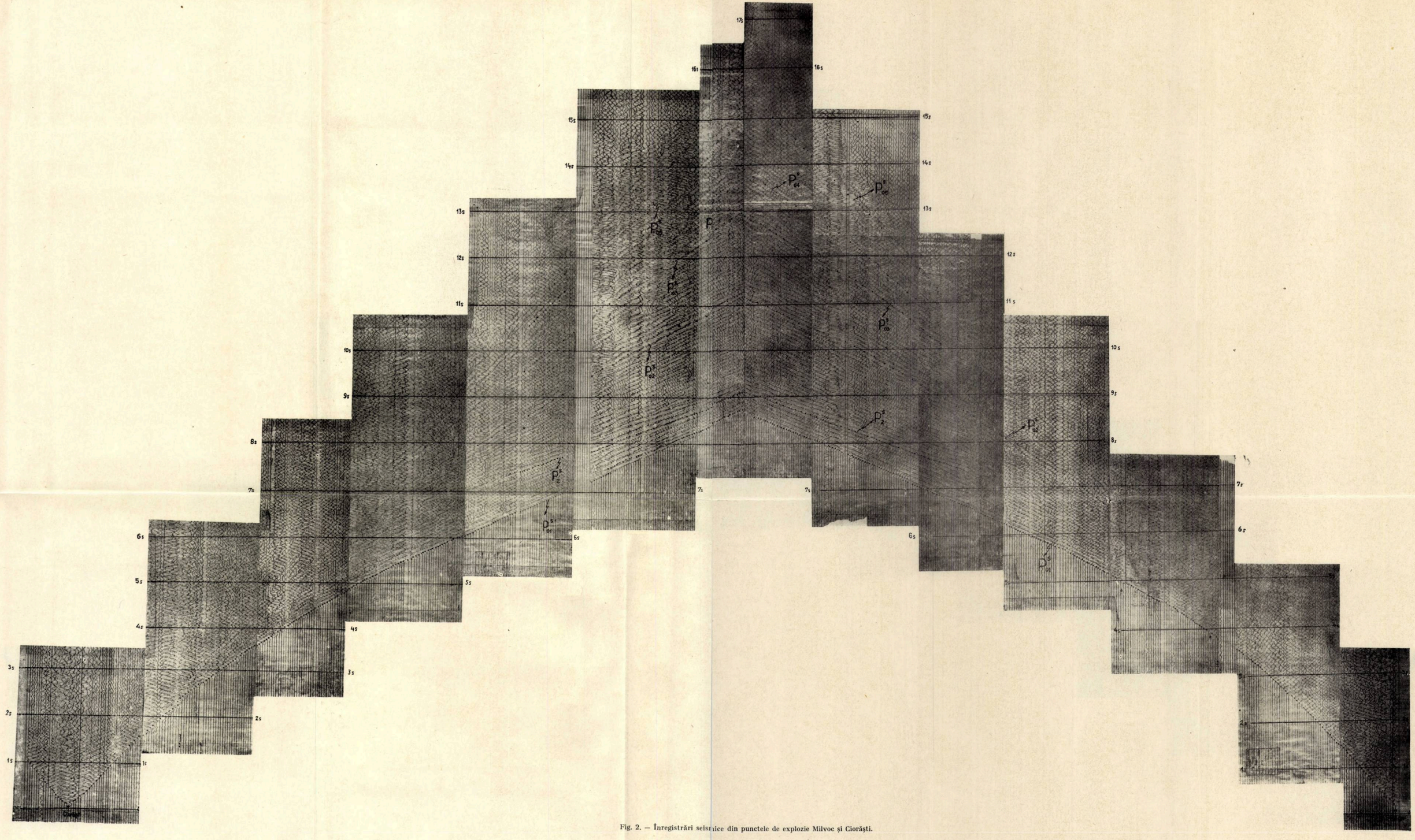
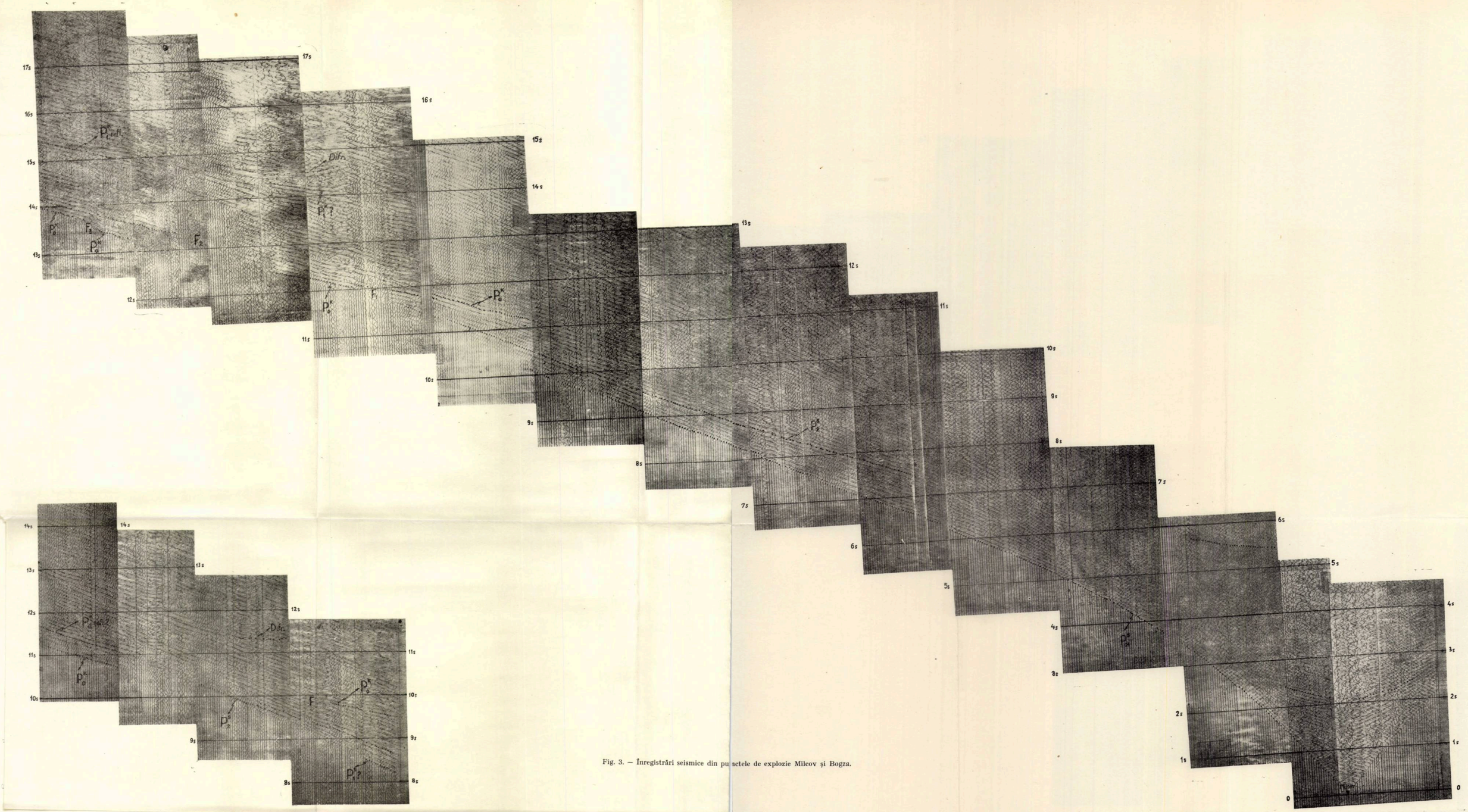


Fig. 2. — Înregistrări seismice din punctele de explozie Milvoc și Ciorăști.


17s
16s
15s
14s
13s
12s
11s
10s
9s
8s
7s
6s
5s
4s
3s
2s
1s
0
$P^K_{1\,refl.}$
Difr.
P^K_1?
P^K_0
P^K_2
F_1
F_2
F
$P^K_{2\,(refl.)}$?
$P^K_{1\,(refl.)}$
$P^K_{2\,(refl.)}$

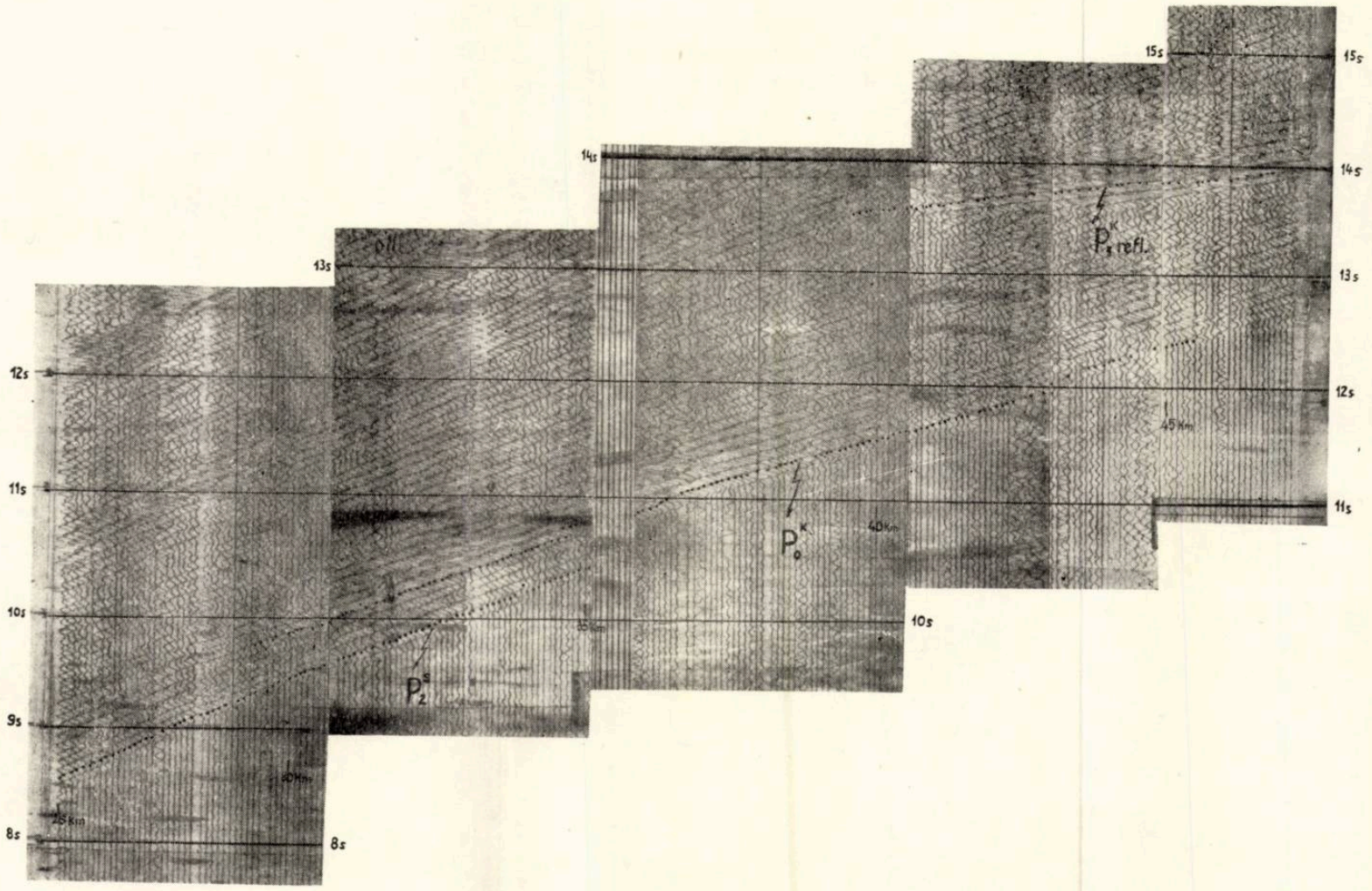


Fig. 4. — Înregistrări din punctul de explozie Balta Albă.

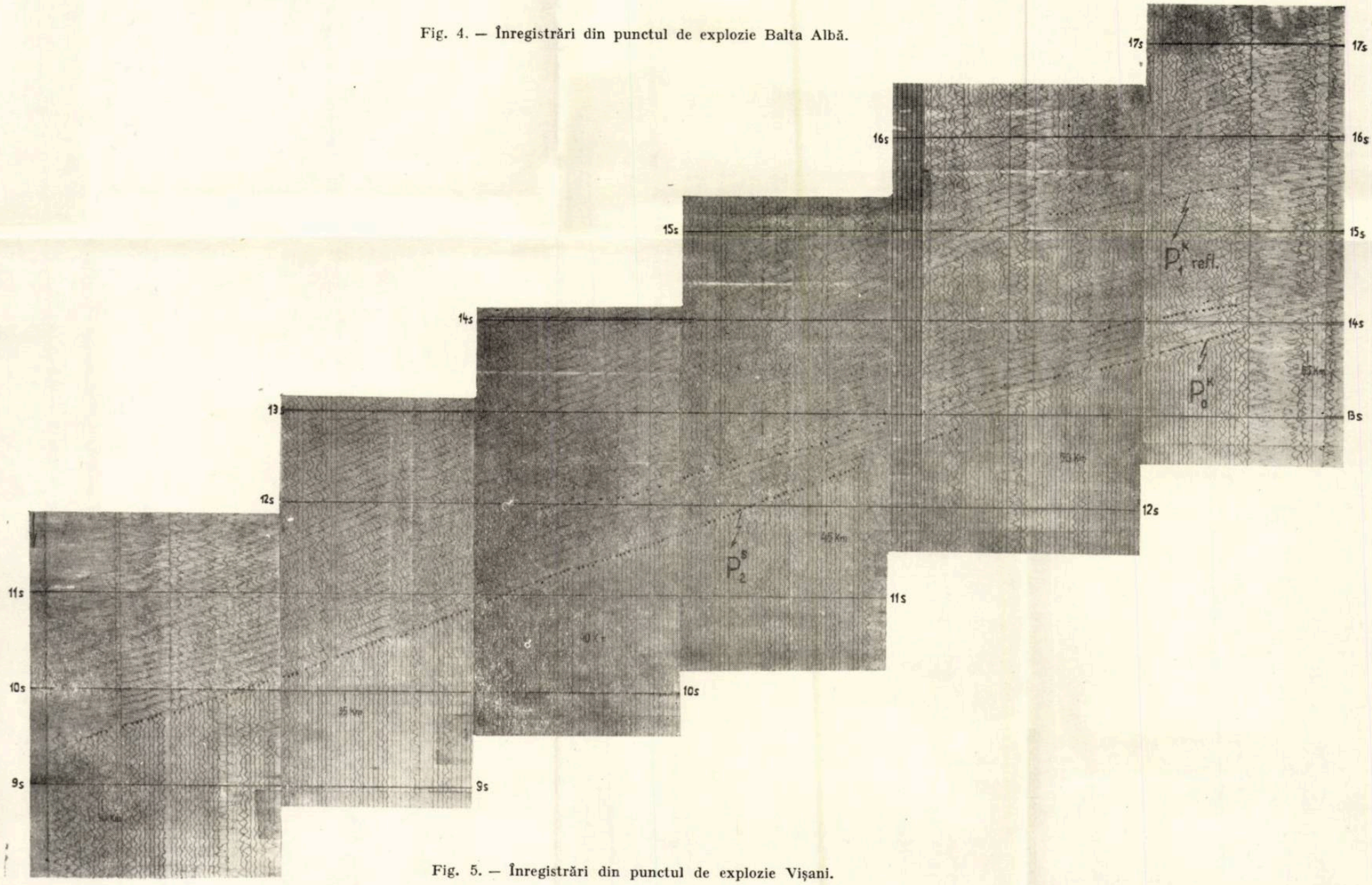


Fig. 5. — Înregistrări din punctul de explozie Vişani.

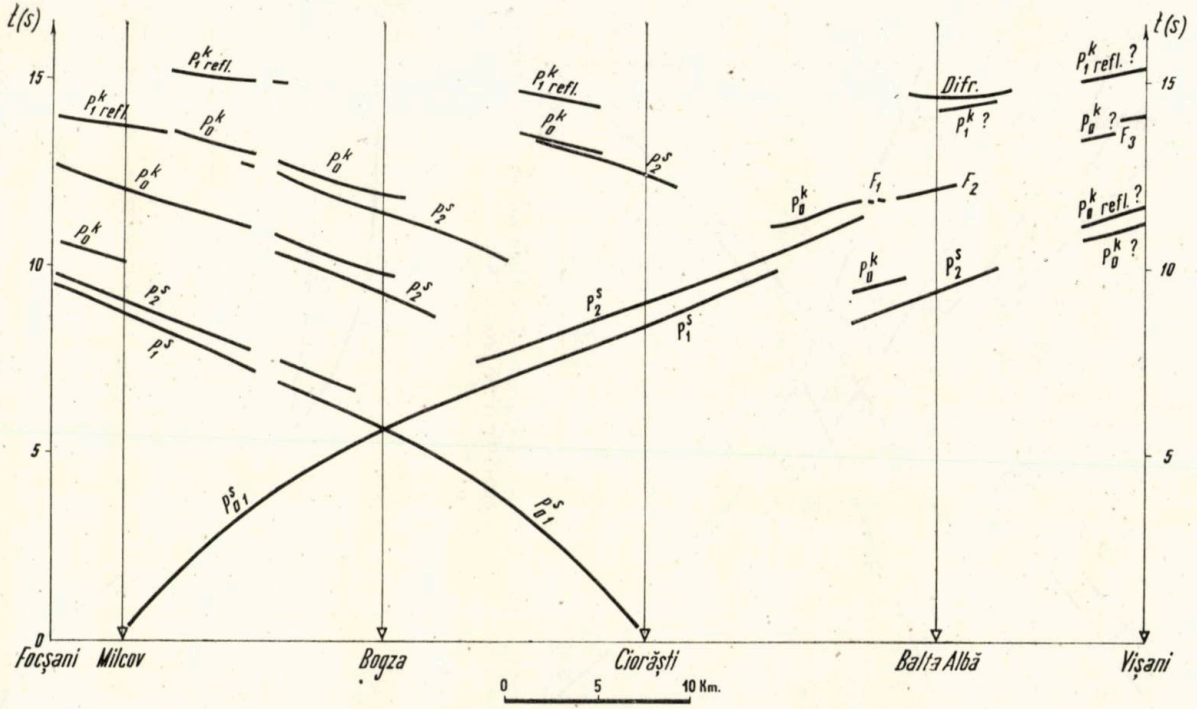


Fig. 6 — Hodografii undelor seismice înregistrate pe profilul XI_1.

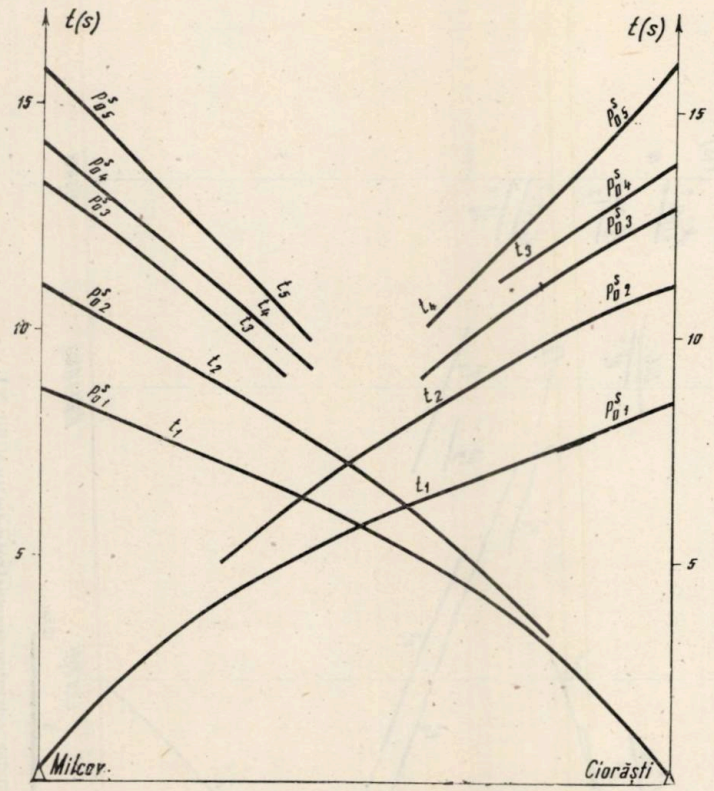


Fig. 7. — Hodografii undelor simplu şi multiplu continuu refractate, înregistrate pe profilul XI_1.

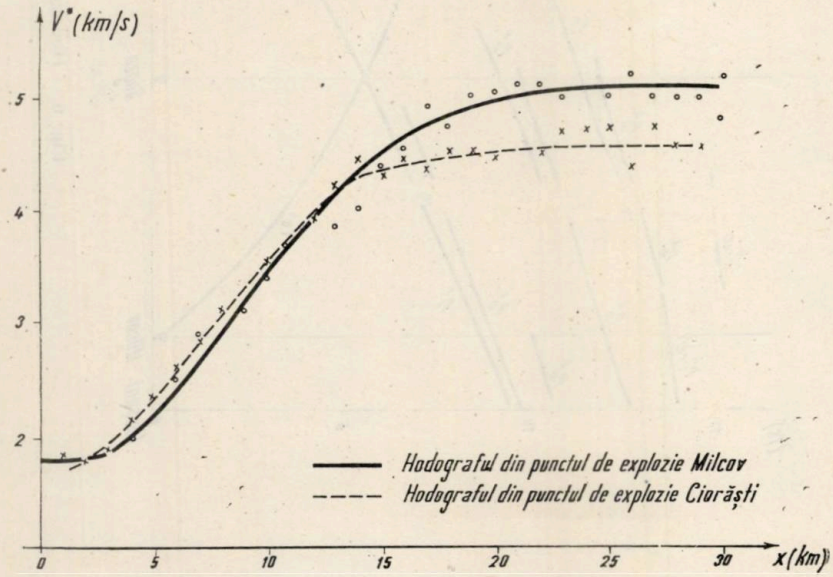


Fig. 8. — Variaţia vitezei aparente cu distanţa.

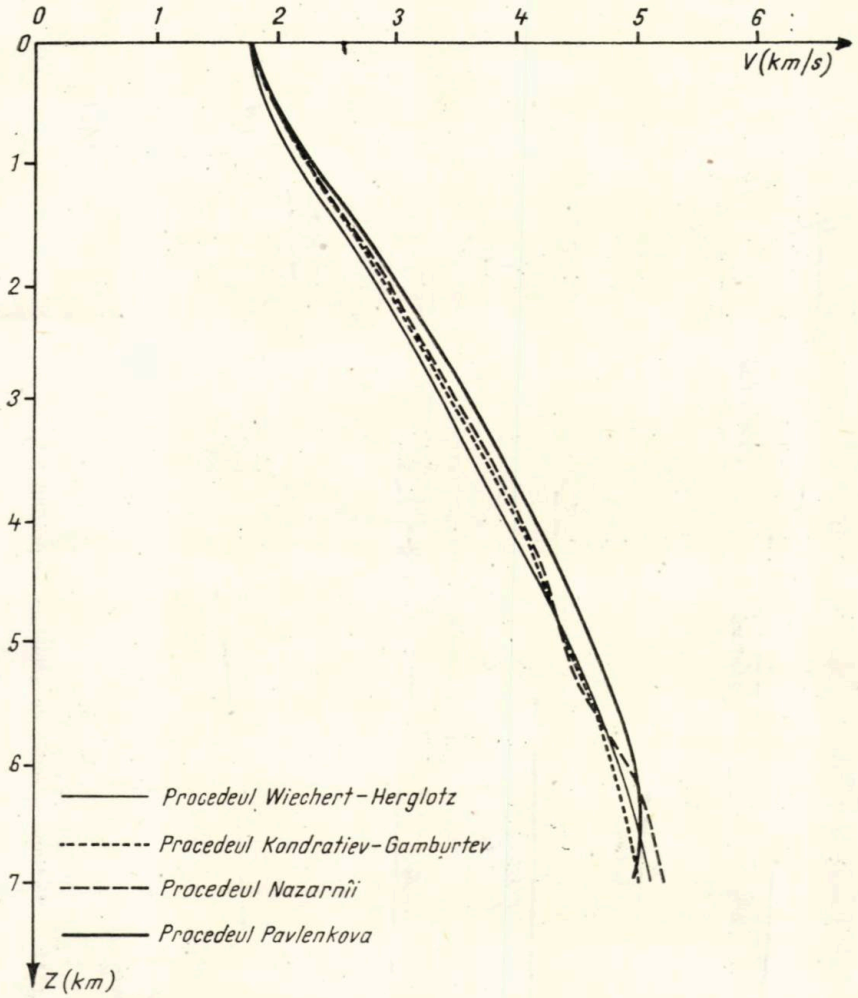


Fig. 9. — Curba de variație a vitezei de propagare cu adîncimea.

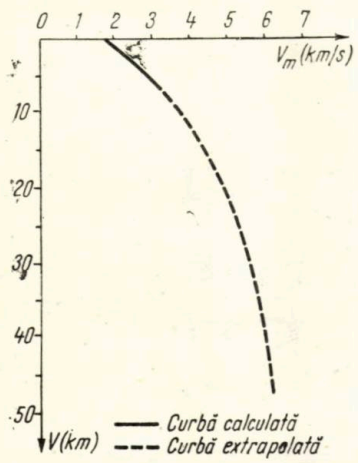


Fig. 10. — Variația vitezei medii cu adîncimea.

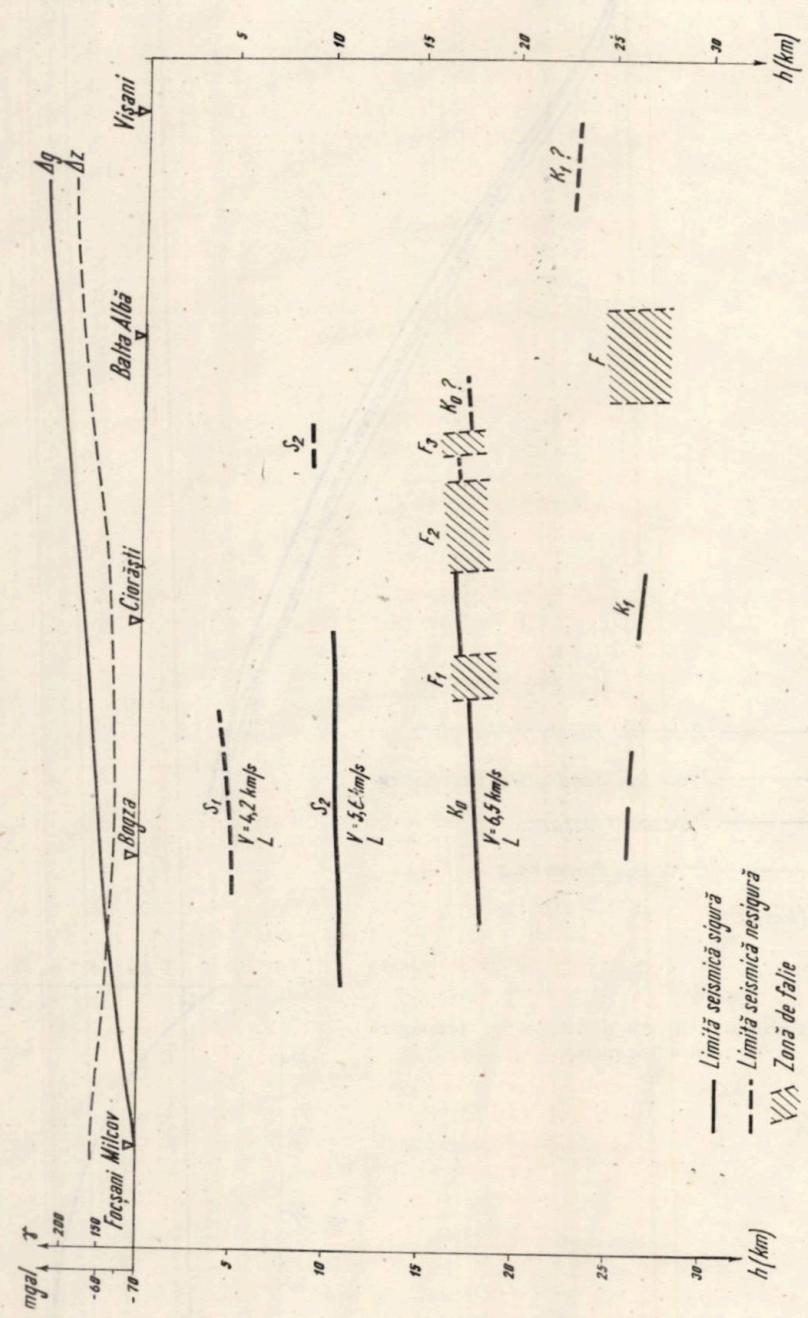


Fig. 11. — Secțiune seismică de adîncime pe profilul XI_1.

de 10—11 km — în sud, adică în zona Balta Albă (fig. 11), să fie regăsit la adîncimi mai mici.

Limita K_0 este caracterizată de viteza $V_L \simeq 6{,}5$ km/s și reprezintă foarte probabil, suprafața fundamentului cristalin. După cum se remarcă din figura 11, fundamentul cristalin se află la adîncimi de 17—18 km ; către sud, acesta prezintă o ridicare de mică amploare. După un accident tectonic (F_1) de circa 0,5 km amplitudine, această limită este regăsită în dreptul punctului de explozie Ciorăști. Urmează alte două accidente tectonice (F_2 și F_3) care determină o ușoară, dar nesigură, afundare a limitei K_0. În ipoteza că această afundare corespunde realității, imaginea structurală creată de existența celor trei accidente este aceea a unui bloc ridicat (zona Ciorăști—Balta Albă) mărginit de două blocuri afundate.

În ceea ce privește limita K_1, presupunem că ea reprezintă discontinuitatea Conrad. În partea centrală a profilului XI_1 ea are o adîncime de 26—27 km (fig. 11) iar în partea de sud este afectată de un accident de mare amploare, după care, probabil, se ridică la adîncimi de ordinul a 23 km. Accidentul tectonic de la nivelul limitei Conrad poate fi considerat a se plasa pe prelungirea nord vestică a fracturii crustale Capidava—Canara din Dobrogea [5]. Datele de observație insuficiente privind undele P_0^k și P_1^k nu au permis stabilirea unor legături certe între accidentele detectate la nivelul fundamentului cristalin și cel ce afectează limita Conrad.

În vederea determinării adîncimii suprafețelor Conrad și Mohorovičić în zona de curbură a Carpaților, au fost executate, în afară de lucrările de pe profilul XI_1, zece sondaje seismice punctuale. După cum se observă din figura 1, direcțiile explozie-recepție pentru cele zece sondaje nu coincid cu direcția profilului XI, unele din ele fiind chiar perpendiculare pe acest profil. La alegerea poziției punctelor de explozie și a dispozitivelor de înregistrare s-a ținut seama de necesitatea respectării condițiilor unei bune generări și recepții a undelor seismice. Evident, s-a ținut seama și de condiția ca datele obținute privind adîncimile suprafețelor de discontinuitate să se refere la puncte cît mai judicios plasate în zona cercetată, puncte care în același timp să se distribuie în vecinătatea traseului proiectat al profilului XI.

Rezultatele obținute din cele zece sondaje seismice punctuale sînt prezentate în tabela 1 și în figura 12. Tot în figura 12 sînt trecute și adîncimile suprafeței Conrad în cîteva puncte mai importante ale profilului XI_1.

După cum se observă din figura 12, grosimea scoarței terestre, în regiunea curburii Carpaților, crește de la est către vest. Astfel, în zona profilului XI_1 suprafața Mohorovičić se găsește la adîncimea de 42—44 km, în axul Depresiunii Focșani la circa 47 km iar în zona orogenului carpatic la 50—55 km. Valoarea de 46 km obținută din sondajul Aita Medie-Ivești este mai puțin sigură datorită calității slabe a înregistrării de pe acest dispozitiv. Adîncimea suprafeței Conrad are valorile cele mai mari (26—28 km) în partea de mijloc a zonei cercetate și scade către nord și sud la valori de 20—23 km (fig. 12).

Pe înregistrările sondajelor punctuale Bordei Verde-Sînzieni și Urziceni-Adjud au fost observate impulsuri care sosesc la timpi mai mari decît cei corespunzători suprafețelor Conrad și Mohorovičić. S-a făcut ipoteza că aceste impulsuri reprezintă unde reflectate de la o limită din mantaua superioară. Calculele efectuate au arătat că această suprafață

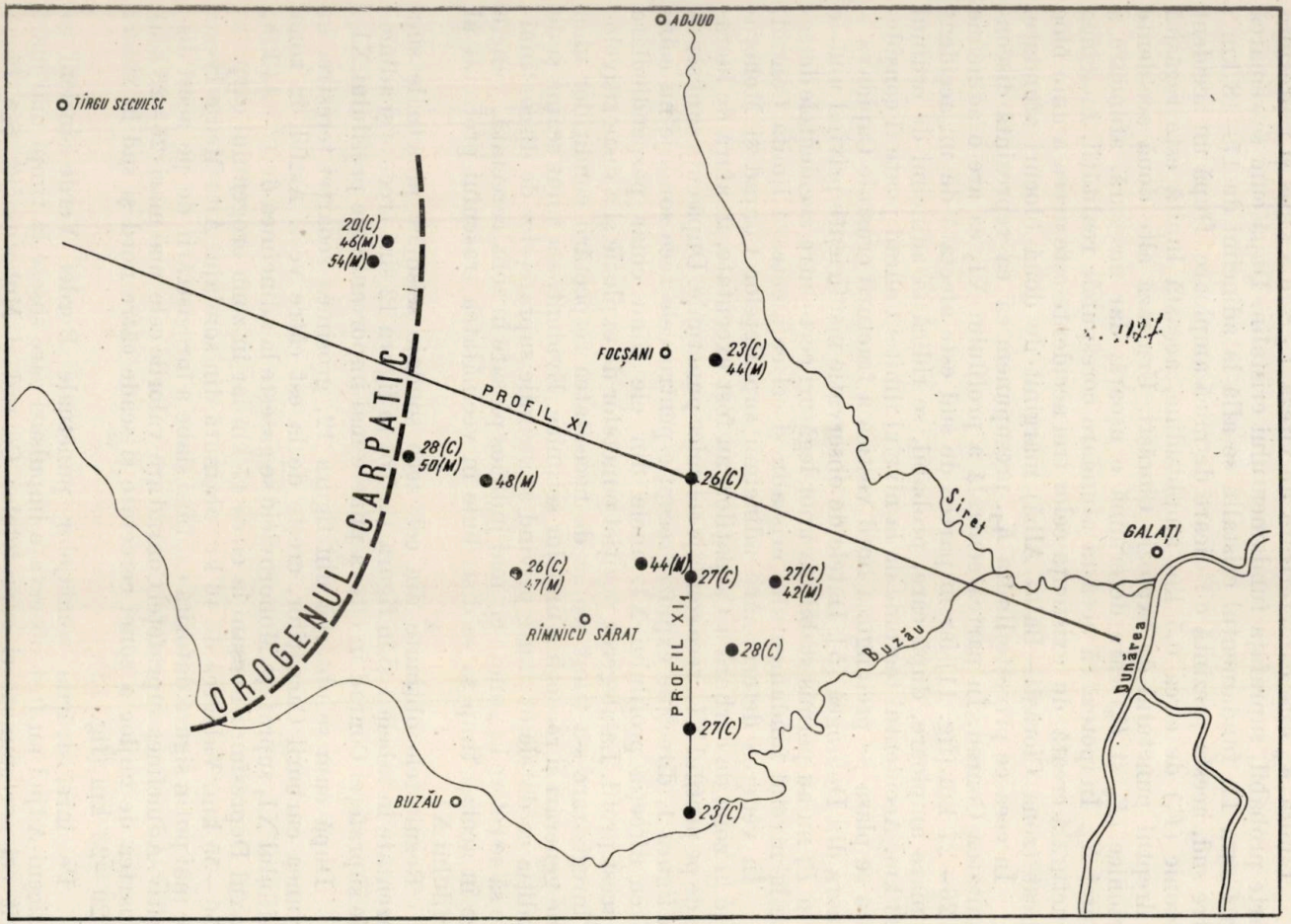


Fig. 12. — Distribuția valorilor de adîncime pentru discontinuitățile Conrad și Mohorovičić în zona Carpaților.

(limită) se află la adîncimea de circa 80 km. Ea reprezintă, probabil, limita superioară a stratului de viteză redusă din mantaua Pămîntului. Notațiile h_a și $P^a_{\text{refl.}}$ din tabela 1 sînt legate de faptul că stratului de viteză redusă din manta i se mai spune și astenosferă.

Tabela 1

Nr. crt.	Punctul de explozie	Dispozitivul de înregistrare	Fundamentul cristalin		Suprafața Conrad		Suprafața Mohorovičić		Suprafețe în manta	
			Unda	h_k(km)	Unda	h_C(km)	Unda	h_M(km)	Unda	h_a(km)
1	Bordești	Movila Căpitanului	—	—	$P^k_{1,\text{refl}}$	28	—	—		
2	Milcov	Ianca	—	—	$P^k_{1.\text{refl.}}$	27	$P^M_{\text{refl.}}$	42		
3	Milcov	Cochirleni	—	—	—	—	$P^M_{\text{refl.}}$	44		
4	Jiliște	Turia	—	—	—	—	$P^M_{\text{refl.}}$	54		
5	Aita Medie	Ivești	—	—	P^k_1	20	$P^M_{\text{refl.}}$	46		
6+7	Vișani	Rădăcinești	P^k_0	15	P^k_1	23	$P^M_{\text{refl.}}$	44		
8	Vișan	Lunga	—	—	P^k_1	28	$P^M_{\text{refl.}}$	50		
9	Bordei Verde	Sînzieni	—	—	—	—	$P^M_{\text{refl.}}$	48	$P^a_{\text{refl.}}$	~80
10	Urziceni	Adjud	—	—	P^k_1	26	$P^M_{\text{refl.}}$	47	$P^a_{\text{refl.}}$	~80

2. DETERMINĂRI SEISMOLOGICE. METODICA DE LUCRU ȘI REZULTATE

Pe seismogramele unor cutremure adînci din Vrancea, înregistrate la observatorul din Focșani, au fost puse în evidență, între sosirile undelor P și S, mai multe impulsuri, dintre care mai clare sînt cele care apar la următoarele diferențe de timp față de sosirea undei P

$$t_{i_1} - t_P = 2{,}8\text{ s}; \quad t_{i_2} - t_P = 4{,}8\text{ s}; \quad t_{i_3} - t_P = 7{,}5\text{ s};$$
$$t_{i_4} - t_P = 9{,}5\text{ s}; \quad t_{i_5} - t_P = 11{,}8\text{ s}; \quad t_{i_6} - t_P = 13{,}7\text{ s}. \tag{1}$$

Considerînd scoarța terestră ca formată din două mari straturi (granitic și bazaltic), T. Iosif ajunge în lucrarea [6] la următoarele concluzii privind natura acestor impulsuri :

$$i_1 = pps; \quad i_2 = psp; \quad i_3 = pss; \quad i_4 = spp$$
$$i_5 = sps; \quad i_6 = ssp. \tag{2}$$

Notînd unda P cu ppp și unda S cu sss, în ipoteza existenței a două suprafețe de discontinuitate (Conrad și Mohorovičić) în scoarța terestră, notațiile (2) vor să exprime că cele șase impulsuri sînt unde de schimb

provenite din unda longitudinală sau transversală care şi-au schimbat natura prin refracţie pe una sau pe ambele suprafeţe de discontinuitate întîlnite în drumul parcurs de la focar la suprafaţa pămîntului. Astfel, impulsurile i_1 şi i_3 reprezintă, după interpretarea dată în lucrarea [6], unde de schimb sosite la suprafaţa pămîntului ca transversale şi care au luat naştere din unda longitudinală prin refracţie pe limitele Conrad, respectiv Mohorovičić. Impulsurile i_2 şi i_5 reprezintă [6] tot nişte unde de schimb provenite din unda longitudinală (i_2) sau transversală (i_5) ,unde care şi-au schimbat natura aît pe suprafaţa Mohorovočić cît şi pe suprafaţa Conrad, Unde de schimb provenite din unda transversală au fost considerate [6] şi impulsurile i_4 şi i_6, însă schimbarea naturii lor s-a produs o singură dată pe una din cele două discontinuităţi întîlnite (Mohorovičić sau Conrad).

Calculele efectuate de T. Iosif [6] în ipoteza (2) şi aplicînd procedeul dat de G. Demetrescu în lucrarea [7] au condus la următoarele valori pentru adîncimile suprafeţelor de discontinuitate Conrad şi Mohorovivčić :

$$h_C = 24 \text{ km} ; \qquad h_M = 71 \text{ km}. \tag{3}$$

La calculul adîncimilor h_C şi h_M au fost adoptate [6] următoarele valori pentru vitezele de propagare a undelor :

Stratul	V_p (km/s)	$K = \frac{V_p}{V_s}$	
granitic	5,9	1,671	
bazaltic	6,5	1,671	(4)
sub suprafaţa Mohorovičić	8,3	1,671	

În ceea ce priveşte natura impulsurilor i_1 şi i_6 s-a emis şi ipoteza că ele ar reprezenta unde de schimb provenite tot din unda longitudinală, respectiv transversală însă prin refracţie pe suprafaţa ce separă sedimentarul de fundamentul cristalin [8, 9].

Calculele efectuate de G. Demetrescu şi D. Enescu [8] au condus la valori ale grosimii sedimentarului în zona Focşani de 11—12 km iar cele efectuate de G. Petrescu, C. Radu şi P. Ionescu [9] la valoarea de 13 km. Viteza medie adoptată pentru complexul de roci sedimentare a fost de 3,0 km/s [8], respectiv 3,5 km/s [9].

O evaluare a grosimii scoarţei terestre, pretinsă a se referi la zona curburii Carpaţilor, a fost făcută şi în lucrarea [10]. Valoarea de 68,5 km obţinută pentru adîncimea suprafeţei Mohorovičić în zona Vrancea a fost calculată de C. Radu [10] pe baza unui impuls ce apare pe seismograma cutremurului din 10 noiembrie 1940 înregistrată la Pasadena, impuls care a fost interpretat ca reprezentînd unda pP^*.

În seria rezultatelor obținute pentru adîncimea suprafeței Mohorovičić în zona de curbură a Carpaților nu putem să trecem cu vederea prima evaluare făcută (75 km), evaluare care aparține seismologilor G. Demetrescu și G. Petrescu [11].

Întrucît vitezele adoptate și mai ales ipotezele privind natura impulsurilor, pe baza cărora s-au făcut determinările seismologice pentru structura scoarței terestre în regiunea Vrancea-Focșani, s-au dovedit a nu corespunde realității, încercăm în această lucrare o reconsiderare a acestor determinări. Numărul relativ mare al impulsurilor de pe seismogramele de la Focșani, precum și complexitatea structurii scoarței terestre în zona curburii Carpaților n-au făcut posibilă această reconsiderare în anul 1967 cînd Liviu Constantinescu, D. Enescu și M. Ianăș [12] au reestimat grosimea scoarței terestre pentru regiunile București și Cîmpulung-Muscel. Ea a devenit posibilă acum datorită rezultatelor obținute cu ajutorul sondajelor seismice de profunzime, rezultate prezentate în prima parte a acestei lucrări.

O analiză foarte atentă a caracteristicilor cinematice și dinamice ale celor șase impulsuri observate pe seimogramele unor cutremure din Vrancea înregistrate la Focșani ne-a determinat să facem următoarea ipoteză privind natura lor :

$$i_1 = p_4\, p_3\, p_2\, p_1\, s_0\,; \qquad i_2 = p_4\, p_3\, s_2\, s_1\, s_0\,; \qquad i_3 = p_4\, s_3\, s_2\, s_1\, s_0\,;$$
$$i_4 = s_4\, p_3\, p_2\, p_1\, p_0\,; \qquad i_5 = s_4\, s_3\, p_2\, p_1\, p_0\,; \qquad i_5 = s_4\, s_3\, s_2\, s_1 p_0. \tag{5}$$

După cum se observă, în noua ipoteză — mult diferită de aceea din lucrarea [6] — cele șase impulsuri sînt considerate tot unde de schimb însă în mecanismul de formare a lor au fost luate în considerare mai multe suprafețe de discontinuitate : suprafața fundamentului cristalin, suprafețele Conrad și Mohorovičić și o suprafață din mantaua superioară.

Cele șase impulsuri reprezintă unde de schimb care au sosit la suprafața pămîntului ca transversale (i_1, i_2, i_3) sau longitudinale (i_4, i_5, i_6) și au provenit din unda longitudinală respectiv transversală prin refracție pe una din suprafețele de discontinuitate întîlnite : i_1 și i_6 pe suprafața fundamentului cristalin ; i_2 și i_5 pe suprafața Mohorovičić ; i_3 și i_4 pe suprafața din mantaua superioară. În noua ipoteză, nici unul din cele șase impulsuri nu este legat de suprafața Conrad. Aceasta se datorește, probabil, caracterului puțin net al acestei suprafețe.

Pentru calculul adîncimilor am aplicat un procedeu care presupune că mediul acoperitor suprafeței de discontinuitate respectivă este omogen și caracterizat de o anumită viteză medie. Este, de fapt, corespondentul procedeului vitezelor medii din seismica de prospecțiune, procedeu care se aplică pe scară foarte largă.

Să considerăm un mediu din care ne interesează adîncimea unei anumite limite L (fig. 13). Mediul acoperitor acestei limite este considerat omogen și caracterizat de vitezele medii $V_{m.p}$, și $V_{m.s}$ corespunzătoare undelor longitudinale respectiv transversale. Mediul aflat între focarul H și limita L este considerat de asemenea omogen și caracterizat de vitezele V_p și V_s.

Din figura 13 se deduce, pentru duratele de parcurs ale celor două unde, următoarele relaţii :

$$t_{ss} = \frac{d}{V_s} \sec i_{ss} + \frac{h}{V_{m,s}} \sec \alpha_{ss}$$

$$t_{sp} = \frac{d}{V_s} \sec i_{sp} + \frac{h}{V_{m,p}} \sec \alpha_{sp}. \tag{6}$$

Diferenţa dintre cele două durate de parcurs este

$$\Delta t_s = t_{ss} - t_{sp} = \frac{d}{V_s} (\sec i_{ss} - \sec i_{sp}) + \frac{h}{V_{m,s}} \sec \alpha_{ss} - \frac{h}{V_{m,p}} \sec \alpha_{sp}. \tag{7}$$

Întrucît distanţa epicentru-observator Focşani este relativ mică în comparaţie cu adîncimea focarului se poate considera $i_{ss} \simeq i_{sp}$. În acest caz rezultă din (7) următoarea formulă de calcul pentru adîncimea limitei

$$h = \frac{V_{m,p} \Delta t_s}{\frac{V_{m,p}}{V_{m,s}} \sec \alpha_{ss} - \sec \alpha_{sp}}. \tag{8}$$

Relaţia (8) este valabilă pentru calculul adîncimilor h folosind diferenţele de timp Δt_s dintre unda $S = s_4\, s_3\, s_2\, s_1\, s_0$ şi impulsurile provenite din unda transversală (i_4, i_5, i_6).

Pentru calculul adîncimilor h folosind diferenţele de timp Δt_p dintre undele de schimb provenite din unda longitudinală (i_1, i_2, i_3) şi unda $P = p_4\, p_3\, p_2\, p_1\, p_0$ se poate deduce (fig. 14), în mod analog mecanismului de obţinere a relaţiei (8), următoarea formulă :

$$h = \frac{V_{m,p} \Delta t_p}{\frac{V_{m,p}}{V_{m,s}} \sec \alpha_{ps} - \sec \alpha_{pp}}. \tag{9}$$

În cazul impulsurilor i_1 şi i_6 se poate considera :

$$\alpha_{pp} \cong \alpha_{ps} \cong 0\,; \quad \alpha_{ss} \cong \alpha_{sp} \cong 0.$$

Adică

$$h = \frac{V_{m,p} \Delta t}{\frac{V_{m,p}}{V_{m,s}} - 1}; \qquad \Delta t = \Delta t_p,\ \Delta t_s. \tag{10}$$

Procedeul exprimat de formulele (8)—(10) reprezintă, de fapt, o extindere la mai multe cazuri a procedeului indicat în lucrările [8] şi [13].

Pe baza datelor obţinute prin lucrările de sondaj seismic de profunzime executate în regiunea de curbură a Carpaţilor, date prezentate în prima parte a acestei lucrări, am adoptat pentru mediul acoperitor suprafeţei fundamentului cristalin viteza medie $V_{m,p} = 4{,}5$ km/s iar pentru

mediul acoperitor suprafeței Mohorovičić, viteza $V_{m,p} = 6{,}1$ km/s. Mediul acoperitor limitei din mantaua superioară — limită de care sînt legate, în ipoteza (5), impulsurile i_3 și i_4 — l-am considerat caracterizat de viteza

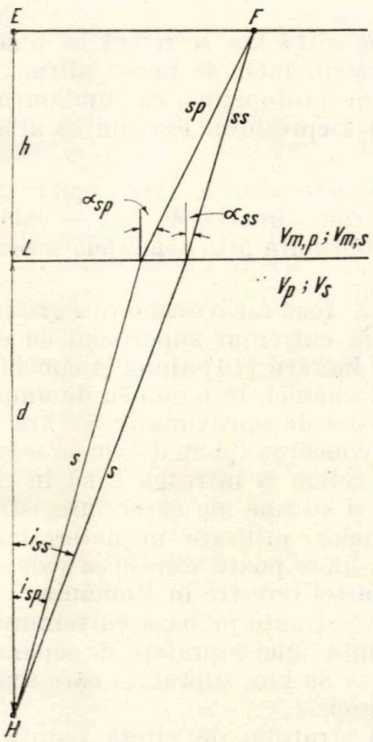


Fig. 13. — Geometria propagării undelor de tip *ss* și *sp*.

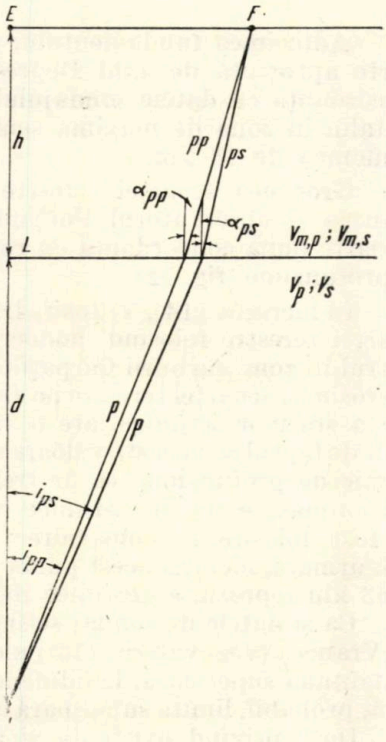


Fig. 14. — Geometria propagării undelor de tip *pp* și *ps*.

medie $V_{m,p} = 7{,}0$ km/s. Pentru raportul dintre viteza undelor longitudinale și viteza undelor transversale am adoptat o singură valoare, anume pe aceea dedusă în lucrarea [6] :

$$K = \frac{V_{m,p}}{V_{m,s}} = 1{,}671. \tag{11}$$

În calcule am luat în considerare următoarele diferențe de timp Δt_p și Δt_s :

Unda	i_1	i_2	i_3	i_4	i_5	i_6
Δt_p	2,8	4,8	7,5			
Δt_s				7,0	4,6	2,6

(12)

Calculele efectuate cu ajutorul formulelor (8)—(10), în condiţiile arătate mai sus, au condus la următoarele valori ale adîncimilor :

$$h_k \cong 18 \text{ km} \; ; \qquad h_M \cong 46 \text{ km} \; ; \qquad h_a \cong 80 \text{ km}. \tag{13}$$

Adîncimea fundamentului cristalin $h_k = 18$ km se referă la o zonă foarte apropiată de axul Depresiunii Focşani, încît se poate afirma, în concordanţă cu datele sondajului seismic de profunzime, că fundamentul cristalin în zona de maximă scufundare a Depresiunii Focşani se află la adîncimea de 18 km.

Grosimea scoarţei terestre h_M în puncte situate între epicentrele Vrancea şi observatorul Focşani este de aproximativ 46 km — valoare în foarte bună concordanţă cu rezultatele obţinute prin sondajele seismice de profunzime (fig. 12).

În lucrarea [14], T. Iosif, D. Jianu şi S. Iosif fac o evaluare a grosimii scoarţei terestre folosind hodocronele unui cutremur superficial cu epicentrul în zona curburii Carpaţilor. Autorii lucrării [14] ajung la concluzia că grosimea scoarţei terestre pe teritoriul României, în regiunea de amplasare a staţiilor seismice, are o valoare medie de aproximativ 53 km. În afară de faptul că această valoare nu este în concordanţă cu datele de sondaj seismic de profunzime, ea ar trebui să se refere la întreaga zonă în care sînt amplasate staţiile seismice româneşti şi străine ale căror înregistrări au fost folosite la construirea hodocronelor utilizate în determinări. Prin urmare, nici din acest punct de vedere nu se poate admite că valoarea de 53 km reprezintă grosimea medie a scoarţei terestre în România.

Ca şi datele de sondaj seismic, datele obţinute pe baza cutremurelor din Vrancea (vezi valorile (13)) indică prezenţa unei suprafeţe de separaţie în mantaua superioară, la adîncimea de circa 80 km, suprafaţă care reprezintă, probabil, limita superioară a astenosferei.

Date privind existenţa şi adîncimea stratului de viteză redusă în zona curburii Carpaţilor au fost obţinute de mai mulţi seismologi. Astfel, N. V. Şebalin a obţinut în lucrarea [15] valoarea de 100 km pentru adîncimea acestui strat. T. Iosif [16], G. Petrescu, C. Radu şi P. Ionescu [9] consideră că limita superioară a astenosferei în zona Vrancea se află la adîncimea de circa 90 km

Cercetări cu rezultate interesante privind structura mantalei superioare au fost obţinute de T. Iosif în lucrările [17] şi [18]. Se presupune [17] că grosimea stratului de viteză redusă este funcţie şi de unda la care ne referim. Astfel, pentru unda P, limita inferioară a astenosferei s-ar afla la adîncimea de aproximativ 250 km iar pentru unda S la circa 400 km. Studiile mai recente arată [18] că hodocrona undelor S pentru cutremurele din Vrancea atestă prezenţa unui strat de viteză redusă în mantaua superioară însă hodocrona undelor P nu pune în evidenţă existenţa acestui strat. Hodocrona undelor S indică [18] şi prezenţa unei discontinuităţi la adîncimea de 500—600 km.

Am prezentat mai sus rezultatele mai importante privitoare la structura mantalei superioare în zona de curbură a Carpaţilor. Se observă gradul relativ mare de incertitudine al acestor date, fapt care impune continuarea cercetărilor în acest domeniu. Considerăm, ca şi autorul

lucrării [18], că este necesară efectuarea unor cercetări în care să intervină ambele categorii de caracteristici ale undelor — cinematice și dinamice.

Rezultatele obținute în lucrările citate mai sus ca și cele din prezenta lucrare par să confirme existența în mantaua superioară a unui strat de viteză redusă. Situate la adîncimi de 80—200 km, deci în interiorul stratului de viteză redusă, focarele cutremurelor adînci din Vrancea vin să întregească imaginea asupra structurii mantalei superioare în zona de curbură a Carpaților. Studiul caracteristicilor mecanismului de producere a acestor cutremure a dat [19] indicații prețioase privind tectonica de adîncime în zona de la cotul arcului carpatic. Dacă se admite ipoteza că situația de la suprafață, nu este fără corelări tectono-fizice cu cea din adîncime, constatările făcute în lucrarea [19] de Liviu Constantinescu și D. Enescu ar putea conduce la concluzia, exprimată și în [19], că cel puțin o parte din forțele care au determinat geomorfologia și tectonica regiunii de la curbura Carpaților au fost de aceeași natură și orientare cu acelea care continuă să fie active în focarele seismice din această regiune.

CONCLUZII

În urma cercetărilor făcute prin sondaje seismice de adîncime și cu ajutorul datelor seismologice oferite de focarele cutremurelor vrîncene se pot desprinde următoarele constatări și concluzii mai importante privind structura scoarței terestre și a mantalei superioare în zona de curbură a Carpaților :

1. Pachetul foarte gros de sedimente din zona Depresiunii Focșani se comportă din punctul de vedere al distribuției vitezelor pe verticală ca un mediu continuu pe porțiuni.

2. În cuprinsul depozitelor sedimentare sînt prezente cîteva limite de separație. Lucările noastre au pus în evidență o limită la adîncimea de 4—5 km și alta la 10—11 km. Prima limită marchează un contrast seismic plasat în pachetul de sedimente pliocene, probabil în ponțian sau meoțian. A doua limită este situată, probabil, în cuprinsul depozitelor jurasice sau triasice.

3. În zona de maximă scufundare a fundamentului cristalin, grosimea pachetului de sedimente este de 17—18 km. Aflată la această adîncime, suprafața fundamentului cristalin este afectată de unele accidente tectonice (fig. 11) care determină prezența de blocuri afundate față de altele relativ ridicate.

Datorită grosimii foarte mari a seriei sedimentare, zona de curbură a Carpaților este una din cele mai interesante regiuni din lume. Ea se află printre foarte puținele regiuni de pe Pămînt în care grosimea sedimentului depășește 15 km.

4. Adîncimea suprafeței Conrad are valori de 26—28 km în partea de mijloc a zonei cercetate și scade către nord și sud la valori de 20—23 km (fig. 12). Accidentul tectonic de la nivelul suprafeței Conrad poate fi considerat a se plasa pe prelungirea nord-vestică a fracturii crustale Capidava-Canara din Dobrogea.

5. Grosimea scoarţei terestre, în regiunea curburii Carpaţilor, creşte de la est către vest. În partea de est (zona profilului XI_1), suprafaţa Mohorovičić se găseşte la adîncimea de 42—44 km, în axul Depresiunii Focşani la circa 47 km iar în zona orogenului carpatic la 50—55 km.

6. Ţinînd seamă de rezultatele cercetărilor efectuate în unele zone vecine regiunii de curbură a Carpaţilor se observă o creştere a adîncimii suprafeţelor Mohorovičić, Conrad şi a fundamentului cristalin de la aceste regiuni către zona cotului arcului carpatic.

7. La adîncimea de 80—90 km se află o suprafaţă de discontinuitate, suprafaţă care reprezintă, pobabil, limita superioară a stratului de viteză redusă din mantaua Pămîntului.

8. Adîncimea limitei inferioare a astenosferei este mai puţin sigură. Se presupune că aceasta este funcţie şi de tipul undei. Astfel, pentru unda *P*, această limită s-ar găsi la aproximativ 250 km adîncime iar pentru unda *S* la circa 400 km.

Primită la redacţie la 15 iunie 1971

STRUCTURE OF THE EARTH CRUST AND OF THE HIGHER MANTLE IN THE CARPATHIAN CURVATURE

(Abstract)

Seismic deep sounding and seismological data on earthquakes in the Vrancea region have led to some important results as regards the structure of the carth crust and of the upper mantle in the Carpathian curvature.

In the zone of maximum submergence of the crystalline bottom, the thickness h_k of the sediment bed is of 17—18 km (fig. 11). The depth h_c of the Conrad discontinuities has values of 26—28 km in the middle of the investigated zone and becomes smaller towards north and south reacing values of 20—23 km (fig. 12). The tectonic acident at the level of the Conrad surface (fig. 11) is placed on the north-west extension of the crust crease Capidava-Canara.

The thickness of the earth crust increases from east to west (fig. 12). In the eastern part (zone of the profile XI_1 —fig. 12) the Mohorovičić gap lies at the depth of 42—44 km, in the axis of the Focşani subsidence at about 47 km, while in the zone of Carpathian orogenesis, at 50—55 km.

Taking account of the results of some investigations carried out in the neighbourhood of the Carpathian curvature, one notices the increasing depth of Mohorovičić and Conrad surfaces and of the crystalline bottom from these regions to the Carpathian arc.

At 80—90 km depth there is a gap, which is likely to represent the upper limit of the low rate stratum in the Earth mantle. The depth of the lower limit of the asterosphere is rather uncertain. This is assumedly related also to the wave type. Thus, for the P wave, this limit would be at about 250 km in depth, while for the S wave at about 400 km.

BIBLIOGRAFIE

1. E. F. Savarenski, D. P. Kirnos, *Elementi seismologhii i seismometrii.* Gosudarstvennoe izdatelstvo tehnikoteoreticeskoi literaturî, Moskva, 1955.
2. O. K. Kondratiev şi alţii, *Seismiceskie issledovanie v pribrejnoi ciasti Vostocinoi Antarktidi.* Izd A.N. SSSR, 1963.

3. S. A. Nazarnîi, *Opredelenie zavisimosti skorosti rasprostraneniia voln ot glubini po godografam refraghirovannih voln.* Prikladnaia Gheofizica, *45* (1965).
4. N. I. Pavlenkova, *Metodi opredelenia skorostei po godografam prelomlenih voln.* Geof. Sbornik, 29 (1969).
5. I. Gavăț, St. Airinei, R. Botezatu, M. Socolescu, S. Stoenescu, I. Vencov, *Structura geologică profundă a teritoriului R.P.R. după datele actuale geofizice (gravimetrice și magnetice).* St. cerc. geofizică, **1**, *1* (1963).
6. T. Iosif, *Structura scoarței terestre sub teritoriul R.P.R.* St. cerc. astronomie și seismologie, **3**, *2* (1958).
7. G. Demetrescu, *Despre determinarea grosimii straturilor scoarței terestre.* St. cerc. de astronomie și seismologie, **2**, *1* (1958).
8. G. Demetrescu, D. Enescu, *Contribuții la cunoașterea structurii scoarței terestre în R.P.R.* St. cerc. de astronomie și seismologie, **5**, *1* (1960).
9. G. Petrescu, C. Radu și P. Ionescu-Andrei, *Activitatea seismică pe teritoriul R.P.R. în 1959. Considerații asupra astenosferei și structurii scoarței în regiunea Vrancea.* St. cerc. de astronomie și seismologie, **6**, *2* (1961).
10. C. Radu, *Date asupra scoarței terestre în R.P.R.* St. cerc. de astronomie și seismologie, **3**, *2* (1958).
11. G. Demetrescu și G. Petrescu, *Prima evaluare a adîncimii stratului intermediar în subsolul Munteniei și Moldovei.* Revista Universității „C. I. Parhon" și a Politehnicii București, *4—5* (1954).
12. Liviu, Constantinescu, D. Enescu și M. Ianăș, *Integrarea informațiilor seismologice și gravimetrice pentru studiul structurii scoarței terestre în România.* St. cerc. de geologie, geofizică, geografie, seria geofizică, **5**, *2* (1967).
13. G. Demetrescu, *Cutremurul de la 18 mai 1943 din munții Vrancei. Date provizorii asupra scoarței terestre în regiunea București.* Bul. științific, Academia R.P.R., Secția de științe matematice și fizice, **5**, *2* (1953).
14. T. Iosif, D. Jianu, S. Iosif, *Studiul seismic al structurii scoarței terestre în România.* St. cerc. de geologie, geofizică, geografie, seria geofizică, **8**, *1* (1970).
15. N. V. Șebalin, *Ispolzovanie sootnoșenia mejdu intensivnostiu i balnostiu zemletriasenii dlia otenki gulbini astenosferi v raione Vrancea.* Studia geophiz. geod., *2* (1958).
16. T. Iosif, *Focar seismic adînc în Cîmpia română.* St. și cerc. de astronomie și seismologie, **4**, *1* (1960).
17. T. Iosif, *Asupra existenței stratului de viteză redusă în partea superioară a mantalei în România.* St. și cerc. de geologie, geofizică, geografie, seria geofizică, **3**, *1* (1965).
18. T. Iosf, *Distribuția epicentrelor cutremurelor adînci din Vrancea și structura mantalei superioare.* St. și cerc. de geologie, geofizică, geografie. seria geofizică, **6**, *1* (1968).
19. Liviu Constantinescu și D. Enescu, *Caracteristicile mecanismului cutremurelor carpatice și implicațiile lor seismotectonice.* St. și cerc. de geofizică, **1**, *1* (1963).

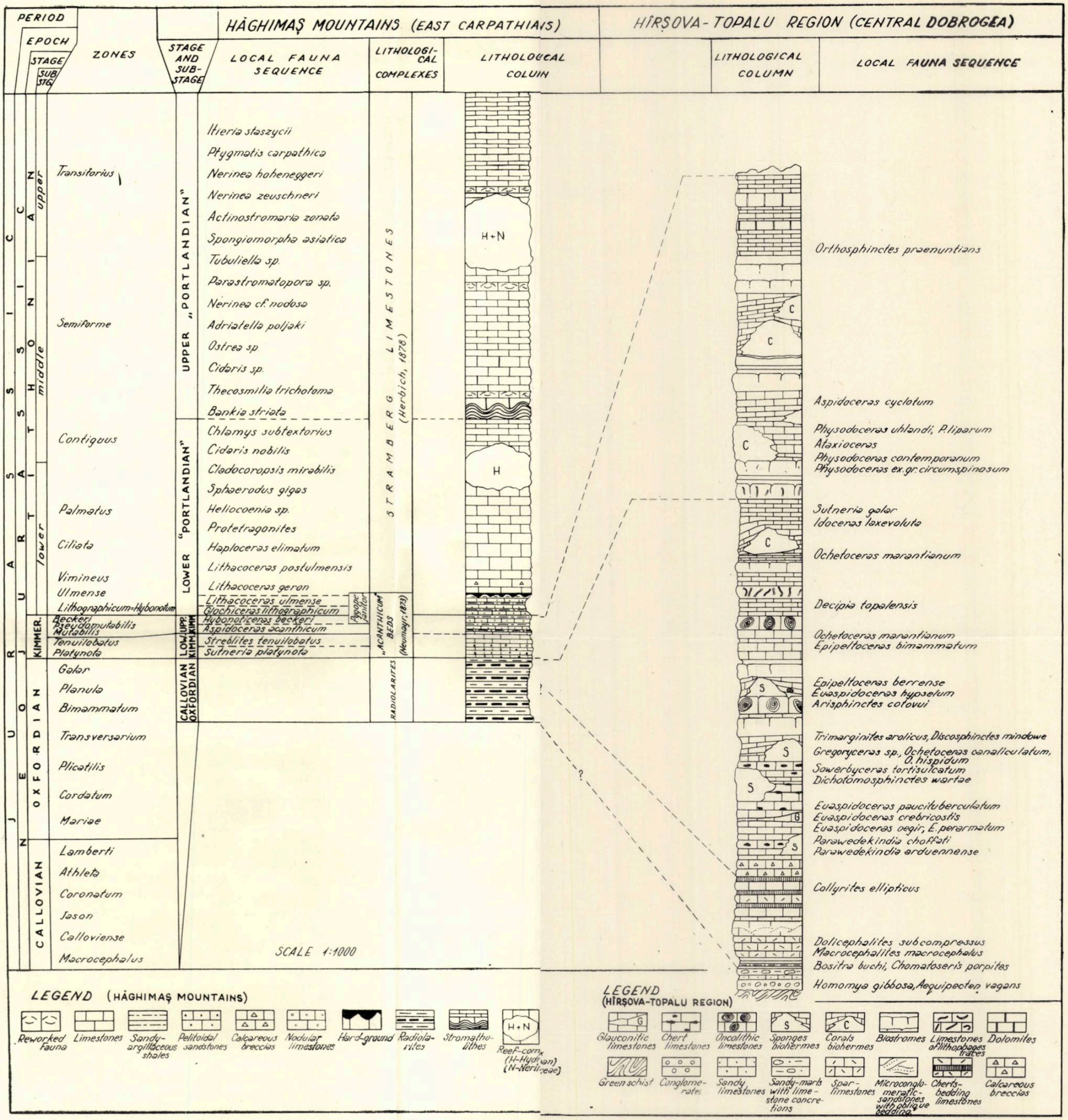


Fig. 1. — Litho- and biostratigraphic sequence of the Upper Jurassic in the Hăghimaş Mountains (Eastern Carpathians) and at Hirşova-Topalu (Central Dobruja).

STUDIUL CUTREMURULUI DIN 1969 XII 21

(VRANCEA—ROMÂNIA)

DE

C. RADU, D. JIANU

Institutul de geofizică aplicată, str. Izvor nr. 78, Bucureşti

Instalarea de aparatură cu înaltă sensibilitate la staţiile seismice româneşti *) a permis înregistrarea unui număr din ce în ce mai mare de cutremure cu epicentrul pe teritoriul ţării noastre. Studiul sistematic şi complex al acestora prezintă un interes deosebit pentru rezolvarea unor importante probleme ale seismologiei printre care amintim: distribuţia în spaţiu şi timp a focarelor, prognoza cutremurelor, structura interioară a Pământului, procesul replicilor etc.

Cea mai interesantă zonă seismică a ţării noastre este zona Vrancea, zonă legată de curbura bruscă a arcului carpatic. Caracteristic acestei zone sînt cutremurele intermediare ($h \leqslant 160$ km) însă nu lipsite de interes sînt şi cele normale şi superficiale. Distribuţia focarelor comparată cu tectonica regiunii permite obţinerea unor interesante concluzii referitoare la legitatea proceselor seismotectonice, problemă care va fi cercetată în viitor.

Înregistrările cutremurelor de la cotul Carpaţilor — la staţiile seismice apropiate — arată că numai un număr mic din acestea sînt însoţite de replici. Printre acestea se numără şi cutremurul din 1969 XII 21, $19^h\ 06^m$ cu epicentrul în partea de SV a oraşului Focşani. Studiul şocului principal şi al seriei de replici care l-au însoţit va fi prezentat în cele ce urmează. Se continuă astfel cercetările iniţiate în lucrarea [1] pentru un studiu sistematic al replicilor cutremurelor din România, cercetări cerute şi de Programul UNESCO pentru studiul seismicităţii regiunii Balcanilor.

STUDIUL ŞOCULUI PRINCIPAL

Analiza informaţiilor culese arată că acest cutremur a fost înregistrat la un număr destul de mare de staţii seismice.

*) C. Radu, Contribuţii la modernizarea reţelei seismice a României (Manuscris, Bucureşti, 1970).

Momentele de sosire ale undei P au permis construirea hodocronei $P(\Delta)$ (figura 1).

Se observă că în general distribuţia punctelor observate se suprapune peste hodocrona calculată — Jeffreys-Bullen, exceptînd intervalul $\Delta < 6°$ pentru care diferenţele $O - C > 0$; aceasta se explică probabil printr-o grosime mai mare a scoarţei în zonă.

Determinarea poziţiei focarului (φ, λ, h). Pentru determinarea poziţiei focarului am aplicat metoda Wadati, metodă care după cum se ştie dă foarte bune rezultate în cazul cutremurelor apropiate şi de mică adîncime. Aplicarea metodei s-a făcut în două variante : 1) staţia Focşani ca bază şi 2) staţia Vrîncioaia ca bază. S-a obţinut următorul sistem de coordonate :

$$\varphi = 45°,61 \text{ N}$$

(varianta 1) $\lambda = 26°,97$ E

$$h = 38 \text{ km} \qquad (1)$$

şi

$$\varphi = 45°,61 \text{ N}$$

(varianta 2) $\lambda = 27°,01$ E (2)

$$h = 42 \text{ km}.$$

Observăm că coordonatele obţinute de noi în prima variantă sînt foarte apropiate de cele date de USCGS (tabela 1), coordonate care fixează cutremurul în partea de SV a oraşului Focşani.

Tabela 1

Nr. crt.	Data	ora h m s	φ°_N	λ°_E	h km	n	SD	M_B	M_L	Sursa
1	1969 XII 21	19 06 22,21±0,32	45,564±3,2 km	26,931±3,2	34±3,7	23	1,0	4,6		USCGS
2	XII 21	19 06 23	45,7	26,9	n	21				BCIS
3	XII 21	19 06 22	45,4	26,9					4,5	Moscova
4	XII 21	19 06 23,2	45,61	26,97	38	4			4,6	Bucureşti
5	XII 21	19 06 23,2	45,61	27,01	42	4				,,
6	XII 21	19 06			35					Uppsala

Determinarea orei la origine H. Pentru determinarea orei la origine s-a construit graficul $S - P = f(P)$ pe baza staţiilor seismice româneşti — BUC, CMP, BAC şi FOC. S-a obţinut $H = 19^h06^m23^s,2$, valoare care practic coincide cu cea dată de USCGS.

Determinarea magnitudinii. Pentru determinarea magnitudinii M a şocului principal am folosit relaţia [2] :

$$M = \log \frac{A}{T} + \sigma(\Delta), \qquad (3)$$

unde A reprezintă amplitudinea oscilaţiei maxime, T — perioada corespunzătoare amplitudinii maxime iar $\sigma(\Delta)$ — funcţia de calibraţie.

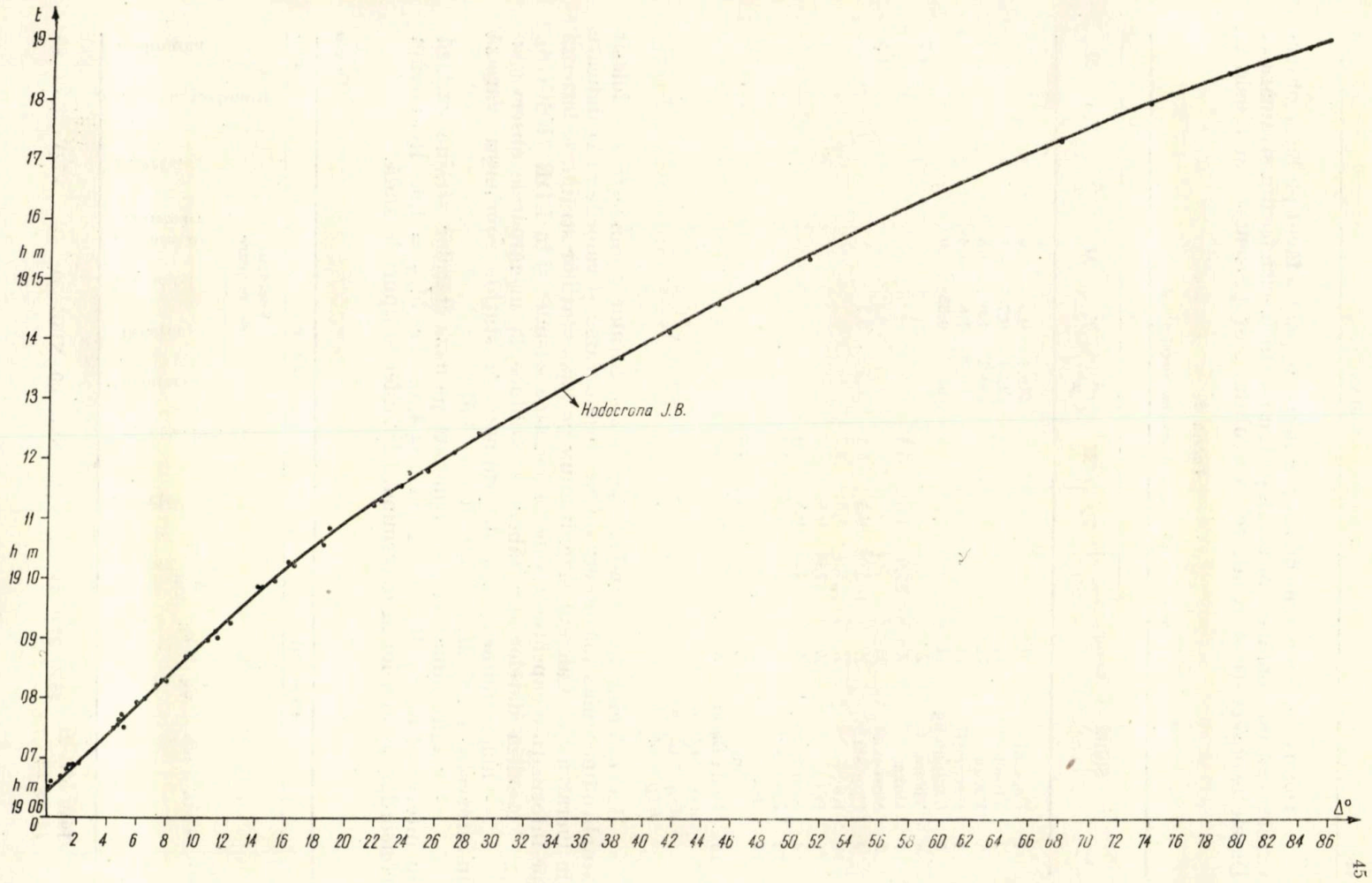


Fig. 1. Hodocrona undelor P pentru cutremurul din 1969 XII 21, $H = 19^h06^m - P = f(\Delta)$.

Determinarea magnitudinii şocului principal s-a făcut pe baza observaţiilor staţiilor româneşti precum şi ale unor staţii seismice din străinătate. Datele de observaţie şi rezultatele calculului sînt prezentate în tabela 2.

Tabela 2

Datele de observaţie şi calculul magnitudinii

Nr. crt.	Staţia	Comp.	P			S			L		
			A $m\mu$	T_s	M	A μ	T_s	M	A μ	T_s	M
1	Focşani	H				539,4	0,9	3,9			
2	Vrîncioaia	H				132,4	0,7	4,1			
3	Bacău	H				153,2	1,8	4,8			
4	Bucureşti	H				90,7	1,8	4,6			
5	Câmpulung	H				67,6	0,85	5,0			
6	Vienna K	Z									4,7
7	Moxa	Z	27,0	1,8	5,1						
8	Moscova	H									4,5
9	Uppsala	Z	100,0	0,5	5,1	0,1	0,7				
10	Kevo	Z	24,0	1,0	4,7						
11	Bangui	Z	17,9	0,8	4,8						
12	North-Pole	Z	3,3	0,8	4,4						
13	Lasa Array	Z	2,4	0,6	4,4						
14	Blue Mountains	Z	3,0	0,6	4,6						
15	Unita Basin	Z	0,4	0,5	3,9						

$M_{PV} = 4,6$ (8)
$H_{SH} = 4,5$ (5)
$H_{LH} = 4,6$ (2)

La calculul magnitudinii pe baza staţiilor româneşti s-a folosit amplitudinea maximă observată pe seismogramă şi valorile σ (Δ) indicate în lucrarea [3]. Calculul magnitudinii pe baza staţiilor străine se bazează pe informaţiile cuprinse în diferite buletine seismice şi în EDR (USCGS).

Analiza datelor din tabela 2 conduce la următoarele observaţii:

— magnitudinea M_{SH} determinată la staţiile româneşti variază în intervalul $4,1 \leqslant M_{SH} \leqslant 5,0$ ($\overline{M}_{SH} = 4,5$) ;

— magnitudinea M_{PV} determinată pe baza staţiilor străine variază în intervalul $3,9 \leqslant M_{PV} \leqslant 5,1$ ($\overline{M}_{PV} = 4,6$), iar $\overline{M}_{LH} = 4,6$. Remarcăm concordanţa valorilor M determinate din diferite tipuri de undă.

Tabela

Nr. crt.	Cutremurul					Planul *a*						Pla-		
	Data şi ora	φ°_{N}	λ°_{E}	h km	M	Direcţia	Direcţia înclinării	Înclinarea	Vectorul de mişcare: Direcţia	Vectorul de mişcare: Înclinarea	Vectorul de mişcare: Unghiul de alunecare	Direcţia	Direcţia înclinării	Înclinarea
1	1969 XII 21 19 06 22	45,6	27,0	38	4,6	NOE	N90E	60	N18E	30	34	N72V	S18V	60

Determinarea magnitudinii şocului principal s-a făcut de asemenea şi pe baza duratei de oscilaţie conform formulei [4]

$$M_t = 1{,}85 \log t + 2{,}90, \qquad (4)$$

unde t reprezintă durata de oscilaţie $F-eS$. Înlocuind în formula (4) durata $t = 10^m$ observată la staţia Bucureşti rezultă $M_t = 4{,}75$, deci o valoare foarte apropiată de cea obţinută pe baza vitezei de oscilaţie.

Mecanismul în focar. Pentru studiul mecanismului în focar al şocului principal s-a folosit aceeaşi metodă ca în lucrările noastre anterioare,

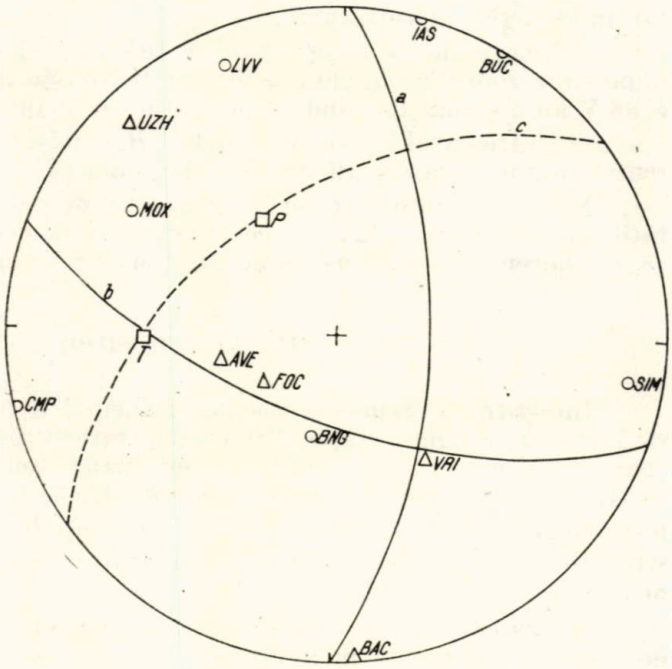


Fig. 2. — Diagrama mecanism pentru cutremurul din 1969 XII 21, $H = 19^h06^m$; $\varphi = 45°6N$; $\lambda = 27°$, 0 E; $h = 40$ km; $M = 4{,}6$.

3

nul *b*			Sensul mişcării		Planul *c*			Vectorul nul		Sistemul tensiunilor				Tipul cutremurului	Numărul observaţiilor	Numărul discordanţelor
Vectorul de mişcare										*P*		*T*				
Direcţia	Înclinarea	Unghiul de alunecare	Dextral	Sinistral	Direcţia	Direcţia înclinării	Înclinarea	Direcţia	Înclinarea	Direcţia	Înclinarea	Direcţia	Înclinarea			
N90V	30	36	*a*	*b*	N54E	N36V	44	S36E	46	N35V	44	S88V	30	H_t	12	2

adică metoda lui Byerly cu dezvoltările făcute de H. Honda [5] şi A.R. Ritsema [6], metodă care se bazează pe semnele primei deplasări în unda P la diferite staţii seismice (comprimare—C sau dilatare—D). Au fost determinate poziţiile planelor nodale (a, b), poziţia planului de acţiune (c) şi a componentelor principale ale tensiunilor (P şi T).

Semnele deplasărilor C sau D au fost culese din diferite buletine seismice, EDR şi seismogramele staţiilor româneşti. Valorile i_h au fost luate din tabelele J.H. Hodgson [7] pentru $h = 33$ km.

Rezultatele studiului mecanismului sînt prezentate în diagrama — mecanism din figura 2 şi tabela 3.

Analiza diagramei ne conduce la următoarele observaţii :

— planul nodal b definit de staţiile (AVE, BNG, FOC şi VRI) este orientat N72°V iar planul a definit de staţiile (BAC şi VRI) este orientat în direcţia meridianului ;

— tensiunile de comprimare P orientate N35°V au acţionat formînd cu orizontul un unghi $e = 44°$ iar tensiunile de dilatare T orientate S 88°V au acţionat formînd cu orizontul un unghi $e = 30°$;

— cutremurul aparţine tipului H_t —mişcare de faliere transcurentă, conform clasificării lui A.R. Ritsema [6].

Nefolosirea informaţiilor în unda S nu ne permite ridicarea ambiguităţii soluţiei planului de falie ; considerente geologice şi cercetări anterioare [8] ne îndreptăţesc să considerăm ca plan de falie planul a.

STUDIUL REPLICILOR

Înregistrarea replicilor şocului principal a fot urmărită în primul rînd pe seismogramele staţiei Vrîncioaia, staţie situată în vecinătatea epicentrului şi echipată cu aparatură cu înaltă sensibilitate = VEGIK + + GK — VIIM (componentele Z şi NS). Unele replici mai puternice au fost înregistrate şi la staţiile Focşani şi Cîmpulung, însă pentru studiul seriei de replici ne vom mărgini la înregistrările staţiei Vrîncioaia — componenta Z.

Constantele aparatelor staţiei seismice Vrîncioaia şi caracteristica de frecvenţă sînt date în figura 3.

Caracteristica de frecvenţă a fost calculată conform indicaţiilor date în [9, 10], procedîndu-se la fel ca într-o lucrare anterioară*), lucrare ce sintetizează acţiunea de modernizare a reţelei seismice româneşti.

În studiul replicilor s-a urmărit analiza unei serii de probleme, specifice unor astfel de cercetări ca : distribuţia în timp şi spaţiu, clasificarea magnitudinală şi energetică, relaţia magnitudine-energie.

Distribuţia în timp. Procesul replicilor a avut loc în intervalul 1969 XII 21, 19^h06^m — 1969 XII 23, 14^h 35^m durînd deci aproximativ 2 zile.

*) C. Radu, Contribuţii la modernizarea reţelei seismice a României (Manuscris, Bucureşti, 1970).

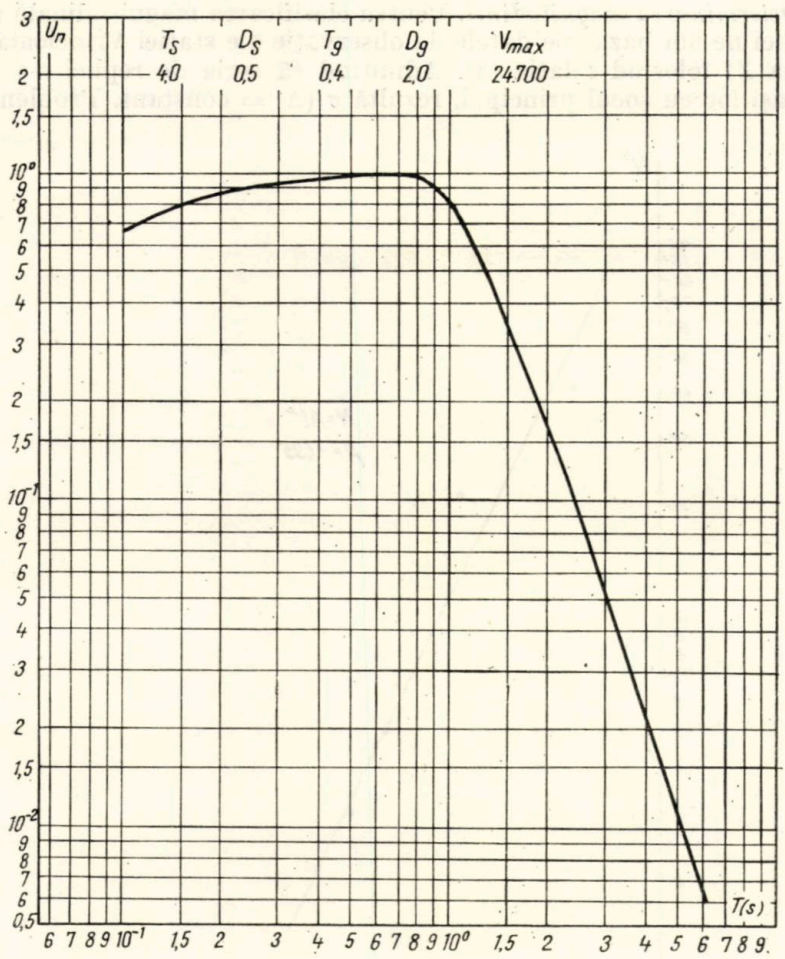


Fig. 3. — Caracteristica de frecvență $Un(T)$ a stației Vrîncioaia.

Distribuția în timp a replicilor luînd ca interval $\Delta t = 0{,}5$ zi este dată în figura 4.

Se observă să aceasta satisface o relație de forma

$$\log N = A - p \log t,$$

unde $A = 1{,}11$ iar $p = 1{,}95$. Valoarea coeficientului p este în bună concordanță cu alte cercetări [11 ; 12] și foarte apropiată de aceea obținută pentru seria de replici a cutremurului din 1969 IV 12, 20^h38^m cu epicentrul în regiunea Cîmpulung, $p = 1{,}85$ [1].

Distribuția în spațiu. Intensitatea redusă a replicilor nu a permis înregistrarea acestora la mai multe stații și, deci nici localizarea focarului pentru vreuna din ele. Variația diferențelor $S-P$ indică totuși că replicile s-au produs în același loc cu șocul principal.

Determinarea magnitudinii. Pentru clasificarea magnitudinală a seriei de replici ne-am bazat pe datele de observaţie ale staţiei Vrîncioaia (componenta Z) folosind relaţia (3). Admiţînd că seria de replici s-a produs în acelaşi loc cu şocul principal, rezultă $\sigma\ (\Delta) = \text{constant}$. Problema care

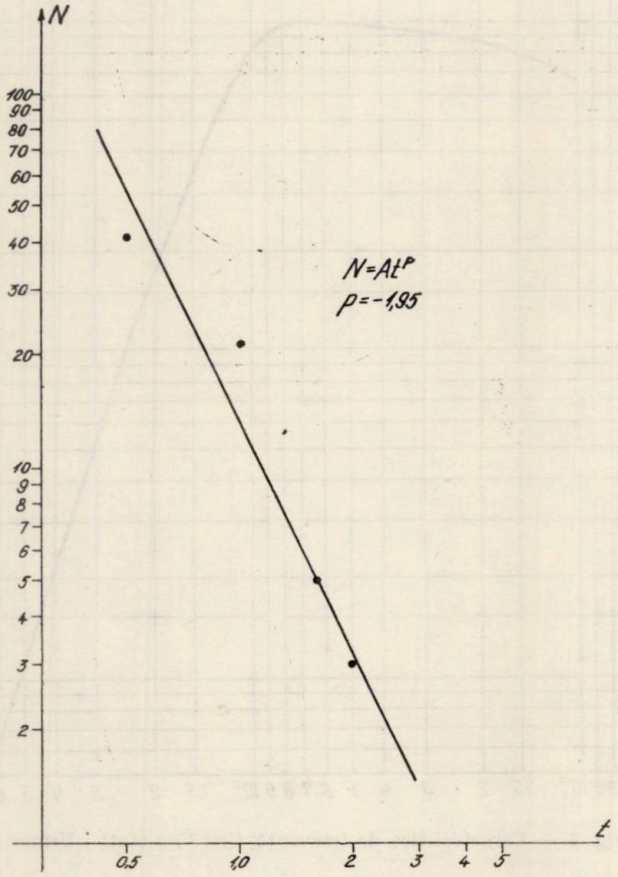


Fig. 4. — Distribuţia în timp a replicilor ($\Delta t = 0{,}5$ zi).

se pune este însă alegerea funcţiei $\sigma(\Delta)$, deoarece există puţină experienţă în construirea curbelor de calibraţie pentru $\Delta < 1°$. Folosirea unei anumite curbe de calibraţie $\sigma(\Delta)$ fără aplicarea unei corecţii de staţie permite numai o clasificare magnitudinală relativă a replicilor, lucru suficient pentru studiul unor aspecte statistice. Adoptarea curbei de calibraţie $\sigma_1(\Delta)$ în locul curbei $\sigma_2(\Delta)$ se reduce în cele din urmă la problema corecţiei de staţie, factor care nu are importanţă în cercetările statistice. Nu acelaşi lucru se poate spune cînd este vorba despre evaluarea absolută a energiei replicilor. În studiul nostru ne-am oprit asupra curbelor $\sigma(\Delta)$ date de V. Kárník în [3], curbe ce se referă la unda LH.

Datele de observaţie şi calculul necesar determinării magnitudinii sînt date în tabela 4.

Tabela 4

Calculul magnitudinii M și energiei E pentru seria replicilor cutremurului din 1969 XII 21, $19^h06^m22^s$

Nr. crt.	Data	Ora h m	A_z μ	T_z s	$M_{A/T}$	$E_{A/T}$ erg	$K_{A/T}$
1	2	3	4	5	6	7	8
1	1969 XII 21	19 14	0,141	0,45	1,28	$5{,}63 \cdot 10^{13}$	7
2		19 15	0,048	0,3	0,98	2,00	6
3		19 16	0,082	0,7	0,85	1,42	6
4		19 19	0,089	0,7	0,88	1,42	6
5		19 19	0,086	0,7	0,87	1,42	6
6		19 19	0,079	0,6	0,90	1,42	6
7		19 20	0,041	0,7	0,55	$5{,}02.10^{12}$	6
8		19 22	0,053	0,6	0,72	7,08	6
9		19 23	0,044	0,3	0,95	$2{,}00 \cdot 10^{13}$	6
10		19 26	0,024	0,6	0,38	$2{,}52 \cdot 10^{12}$	5
11		19 27	0,047	0,35	0,91	$1{,}42 \cdot 10^{13}$	6
12		19 32	0,027	0,7	0,37	$2{,}52 \cdot 10^{12}$	5
13		19 37	0,020	0,5	0,38	2,52	5
14		19 39	0,020	0,6	0,29	1,78	5
15		19 49	0,033	0,7	0,45	3,55	6
16		19 51	0,086	0,7	0,87	$1{,}42 \cdot 10^{13}$	6
17		19 55	0,034	0,6	0,53	$3{,}55 \cdot 10^{12}$	6
18		19 57	0,025	0,45	0,53	3,55	6
19		19 58	0,029	0,7	0,39	2,52	5
20		19 59	0,022	0,3	0,64	5,02	6
21		20 01	0,274	0,65	0,41	2,52	5
22		20 02	0,121	0,6	1,09	$2{,}82 \cdot 10^{13}$	6
23		20 09	0,020	0,5	0,38	$2{,}52 \cdot 10^{12}$	5
24		20 12	0,038	0,6	0,58	5,02	6
25		20 15	0,029	0,7	0,39	2,52	5
26		20 17	0,039	0,7	0,53	3,55	6
27		20 25	0,081	0,6	0,91	$1{,}42 \cdot 10^{13}$	6
28		20 44	0,020	0,6	0,30	$1{,}78 \cdot 10^{12}$	5
29		20 48	0,026	0,6	0,41	2,52	5
30		21 02	0,020	0,7	0,24	1,26	5
31		21 23	0,082	0,7	0,85	$1{,}42 \cdot 10^{13}$	6
32		21 34	0,033	0,3	0,82	1,00	6
33		21 36	0,033	0,7	0,45	$3{,}55 \cdot 10^{12}$	6
34		21 40	0,024	0,7	0,31	$1{,}78 \cdot 10^{12}$	5
35		22 36	0,018	0,6	0,26	1,78	5
36		23 18	0,024	0,3	0,68	7,08	6
37	1969 XII 22	00 01	0,024	0,7	0,31	1,78	5
38		01 26	0,022	0,7	0,27	1,78	6
39		02 31	0,025	0,5	0,48	3,55	6
40		03 08	0,045	0,6	0,66	7,08	6
41		07 06	0,031	0,5	0,57	5,02	6
42		07 14	0,025	0,5	0,48	3,55	6
43		07 16	0,028	0,6	0,45	3,55	6
44		07 27	0,025	0,5	0,48	3,55	6
45		07 29	0,037	0,65	0,53	3,55	6
46		07 50	0,028	0,6	0,45	3,55	6
47		08 31	0,296	0,7	1,40	$7{,}95 \cdot 10^{13}$	7
48		09 14	0,202	0,6	1,31	5,63	7
49		09 21	0,375	0,65	1,54	$1{,}13 \cdot 10^{14}$	7
50		09 23	0,031	0,7	0,42	$1{,}52 \cdot 10^{12}$	5

Tabela 4 (urmare)

Nr. ctr.	Data	Ora h m	A_z μ	T_z s	$M_{A/T}$	$E_{A/T}$ erg	$K_{A/T}$
1	2	3	4	5	6	7	8
51	1969 XII 22	09 29	0,971	0,6	1,99	$6{,}31 \cdot 10^{14}$	8
52		09 36	0,153	0,7	1,12	$2{,}82 \cdot 10^{13}$	6
53		10 37	0,063	0,5	1,88	$4{,}47 \cdot 10^{14}$	8
54		10 38	0,020	0,7	0,24	$1{,}26 \cdot 10^{12}$	5
55		10 44	0,297	0,5	1,55	$1{,}59 \cdot 10^{14}$	7
56		12 27	0,028	0,65	0,41	$2{,}52 \cdot 10^{12}$	5
57		12 28	0,022	0,7	0,27	1,78	5
58		14 31	0,029	0,7	0,66	7,08	6
59		15 06	0,041	0,5	0,69	7,08	6
60		15 07	0,063	0,4	0,98	$2{,}00 \cdot 10^{13}$	6
61		17 05	0,152	0,6	1,18	3,99	7
62		17 12	0,092	0,5	1,05	2,82	6
63		19 58	0,024	0,7	0,31	$1{,}78 \cdot 10^{12}$	5
64		20 25	0,024	0,6	0,38	2,52	5
65		21 08	0,041	0,5	0,69	7,08	6
66		22 38	0,024	0,6	0,38	2,52	5
67		23 43	0,027	0,4	0,61	5,02	6
68	1969 XII 23	14 07	0,033	0,5	0,60	5,02	6
69		14 28	0,049	0,7	0,63	5,02	6
70		14 35	0,053	0,7	0,66	7,08	6

Analiza valorilor M arată că datorită sensibilităţii mari a aparaturii ($V_{max} = 24.800$) a fost posibilă înregistrarea unor replici foarte slabe ($0{,}2 \leqslant M \leqslant 2{,}0$), adică de tipul ultramicrocutremurelor şi microcutremurelor.

Calculul energiei. Pentru calculul energiei seriei de replici am folosit formula dată de B. Gutenberg şi C.F. Richter [13].

$$\log E = 11{,}8 + 1{,}5\ M_{LH}. \tag{5}$$

Datele de calcul necesare determinării energiei şi clasei energetice $K = \log E_J$ sînt date în tabela 4.

Distribuţia în timp a energiei pentru $\Delta t = 1^h$, 6^h, 12^h şi 24^h dată în figura 5 arată că există două perioade de maximă activitate-imediat după cutremur şi la mijlocul intervalului.

Analiza valorilor magnitudinii M şi energiei E ne conduce la următoarele observaţii :

— diferenţa dintre magnitudinea şocului principal şi a primei replici puternice $M_0 - M_1 = 2{,}6$, rezultat în bună concordanţă cu alte cercetări [14].

— raportul dintre energia şocului principal şi a primei replici $E_0/E_1 \approx \approx 8.10^3$, iar raportul dintre energia seriei de replici şi a şocului principal $\Sigma E_i/E_0 \approx 0{,}4.10^{-3}$, rezultate în bună concordanţă cu cercetările din [15 ; 16].

Relaţii de frecvenţă. Pentru a urmări distribuţia intensităţii seriei de replici s-au studiat următoarele relaţii :

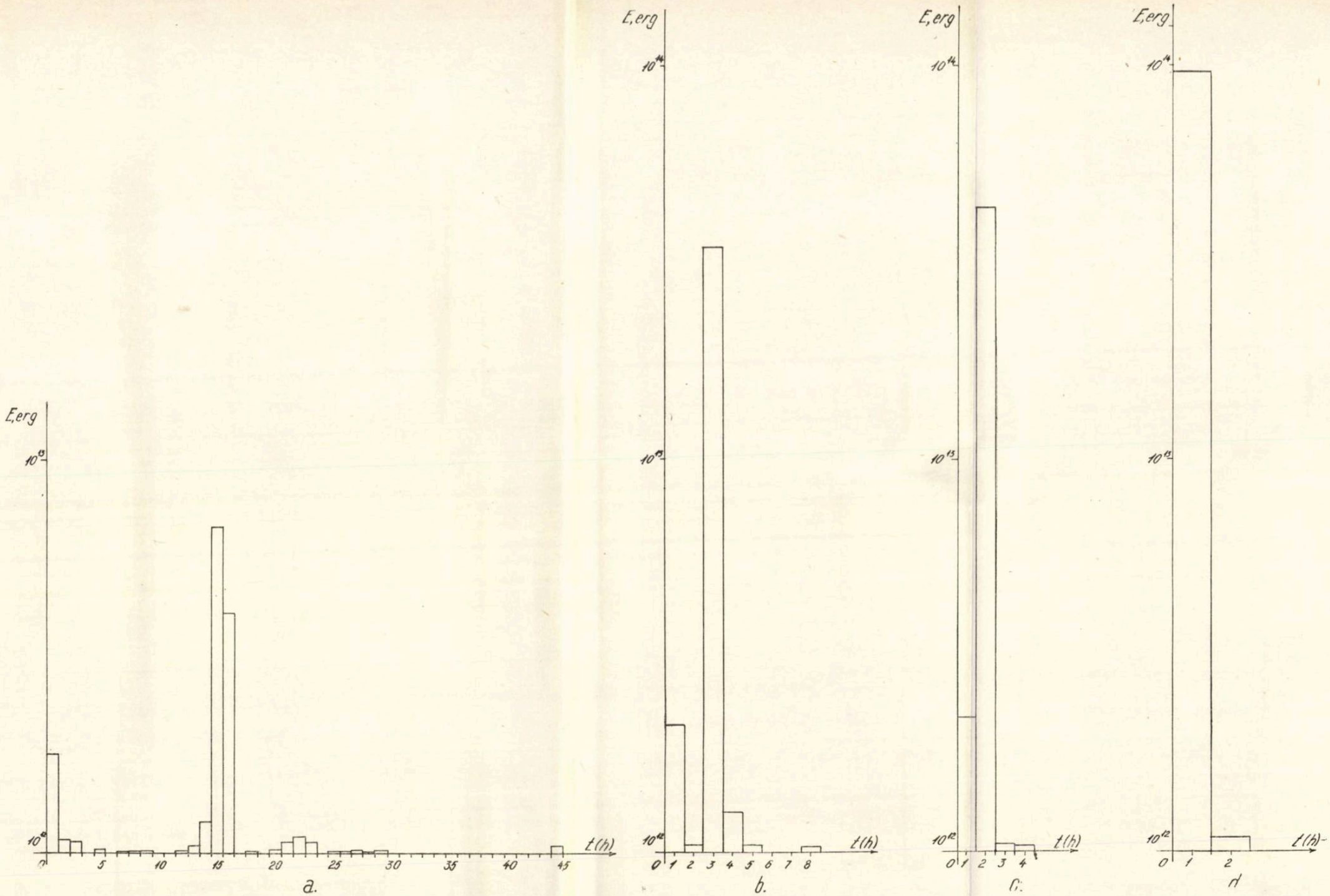


Fig. 5. — Distribuția în timp a replicilor — a) $\Delta t = 1^{h}$; b) $\Delta t = 6^{h}$; c) $\Delta t = 12^{h}$; d) $\Delta t = 1$ zi.

1. Relația frecvență-magnitudine

$$\log N = a - b\ M. \tag{6}$$

2. Relația frecvență-energie

$$\log N = \alpha - \gamma \log E. \tag{7}$$

Au fost obținute următoarele grupe de valori :

$$a = 2{,}27\ ;\ b = 1{,}05 \tag{6'}$$

$$\alpha = 5{,}45\ ;\ \gamma = 0{,}65 \tag{7'}$$

valori în bună concordanță cu alte cercetări [17, 18].

CONCLUZII

Studiul cutremurului din 1969 XII 21 cu epicentrul în partea de SV a orașului Focșani ($\varphi = 45°{,}6$ N ; $\lambda = 27°{,}0$E ; $h = 40$ km) conduce la următoarele concluzii :

— se confirmă legătura dintre distribuția focarelor normale și tectonica regiunii Vrancea (a se vedea harta tectonică) ;

— aparatura cu mare sensibilitate a stației seismice Vrîncioaia a permis înregistrarea unei serii de replici cu $0{,}2 \leqslant M \leqslant 2{,}0$, adică înregistrarea unor șocuri de tipul microcutremurelor și a ultramicrocutremurelor ;

— distribuția spațială, temporară, magnitudinală și energetică a seriei de replici se supune legilor observate și în alte zone seismice.

Primită la redacție la 10 iulie 1971

BIBLIOGRAFIE

1. L. Constantinescu, A. Georgescu, C. Radu, *About a shallow earthquake in Romania and its aftershocks.* Comunicare prezentată la a XII-a reuniune a CES, Luxemburg, 1970.
2. V. Kárník, J. Vaněk, and A. Zátopék, *Standardization of the earthquake magnitude scale*, Zurich Symposium, 1967.
3. V. Kárník, Magnitude calibrating curves for near earthquakes. Comunicare prezentată la reuniunea UGGI, Zurich, 1967.
4. C. Radu, *Determinarea magnitudinii cutremurelor carpatice pe baza duratei de oscilație.* St. cerc. geol., geofiz., geogr., seria geofizică, **6**, *2*, 193—203 (1968).
5. H. Honda, *The mechanism of the erathquakes.* Publication of the Dominion Observatory, Ottawa XX, 2 (A Symposium), 1957.
6. A. R. Ritsema, *Earthquake — generating stress systems in Southeast Asia.* Bull. Seism. Soc. Am., *47*, *3*, 267—276 (1957).
7. J. H. Hodgson, R. S. Storey, *Tables extendings Byerly's fault plane techniques to earthquakes of any focal depth.* Bull. Seism. Soc. Am., **43**, *1*, 49—62 (1953).
8. L. Constantinescu, D. Enescu, *Caracteristicile mecanismului cutremurelor carpatice și implicațiile lor seismotectonice.* St. cerc. geofiz., **1**, *1*, 51—98 (1963).

9. В. Т. Архангельский и др., *Аппаратура и методика наблюденний на сейсмических станциях СССР.*, Изд. Ан. СССР., 1962.
10. V. Tobyáš, *The choice of galvanometers for electromagnetic seismograph.* Geofysikální Sborník, 179—188, 1962.
11. J. Drakopoulos, *Studiul replicilor cutremurelor din Grecia* (în greacă). Atena, 1968.
12. V. Kárník, *Seismicity of the European Area.* Part. 1, Praha, 1968.
13. B. Gutenberg, C. F. Richter, *Earthquake, magnitude, intensity, energy and acceleration.* Bull. Seism. Soc. Am., **32**, *3*, 163—191 (1942).
14. T. Utsu, *A Statistical study on the occurrence of aftershocks.* Geoph., Mag., **30**, *4*, 523—605 (1961).
15. T. Utsu, *On the nature of three Alaskan aftershock sequence of 1957 and 1968.* Bull. Seism. Soc. Am **52**, *2* (1962).
16. К. В. Пщеников, *Механизм возникновения афтершоков и неупругие свойства земной коры.* Изд. Наука, Москва, 1965.
17. G. Ranalli, *A Statistical study of aftershock sequences.* Annali di Geofizica, **22**, *4*, 359—397, (1969).
18. C. F. Richter, *Foreshocks and aftershocks earthquake in Kern County.* California during 1952. Bull. 171 Division of Mines ferry building, San-Francisco, 1955.

STABILITATEA MAGNETICĂ A ROCILOR EFUZIVE DIN MUNȚII METALIFERI*)

DE

DRAGOMIR ROMANESCU

Institutul de geofizică aplicată str. Izvor nr. 78, București 5

I. INTRODUCERE

Existența în Munții Metaliferi a anomaliilor magnetice de diferite polarități, sesizată încă de multă vreme în literatură (ROMANESCU D., 1963) deschide posibilitatea efectuării de studii paleomagnetice care pot conduce la rezolvarea unor probleme geologice concrete. Dar înaintea începerii unor astfel de studii sistematice este necesar a se ști dacă rocile care generează aceste anomalii prezintă stabilitate magnetică. Se cere deci a se demonstra că magnetizarea rocilor este remanentă și că ea conține măcar o componentă stabilă, adică o componentă care a păstrat în suficientă măsură direcția cîmpului magnetizant din momentul formării rocii respective.

În lucrarea de față ne propunem tocmai acest lucru, de a da o caracterizare generală a rocilor efuzive din Munții Metaliferi din punct de vedere a stabilității lor magnetice, arătînd gradul acestei stabilități pentru fiecare din tipurile de roci studiate și deci indicînd rocile care se pretează studiilor paleomagnetice.

II. MATERIALUL ȘI METODELE DE STUDIU

Materialul experimental care stă la baza prezentei lucrări constă din 130 eșantioane de roci efuzive — bazalte vechi, dacite, andezite și produsele lor piroclastice — colectate de către autor din diferite tipuri de roci efuzive, reprezentative pentru regiunea studiată și care este limitată de linia Vața-Baia de Arieș la nord, Vața — Uroiu (Simeria) la vest și Baia de Arieș — Uroiu (Simeria) la est. Probele au fost prelevate orientat în vederea efectuării unui studiu mai amplu, paleomagnetic. Zonele din care a fost realizată colecția de eașantioane sînt :

— Vața — Căzănești — Roșia Nouă — Ciungani, pentru bazalte; Baia de Arieș (masivul Poienița) și Băița (masivul Cetraș) pentru dacite;

*) Comunicare prezentată la cel de al VI-lea Simpozion de prospecțiuni geofizice și fizica scoarței globului în România (2—4 iulie 1970, București).

— toată regiunea (zona vulcanului Caraci, zona Brad — Băiţa, Uroiu şi Baia de Arieş) pentru andezite şi produsele lor piroclastice.

După cum se ştie cercetările asupra stabilităţii magnetice a rocilor se execută în laborator prin metode electrice sau termice. În cazul de faţă am adoptat metoda demagnetizării (spălării magnetice) cu ajutorul unui dispozitiv de curent alternativ. Metoda constă în determinarea succesivă a intensităţii şi direcţiei vectorului magnetizării remanente a probei după demagnetizarea progresivă a acesteia din 50 în 50 Oe pînă la valoarea cîmpului demagnetizant de 400 Oe şi apoi din 100 în 100 Oe pînă la 800 Oe.

Determinările intensităţii şi direcţiei magnetizării remanente (I_n) s-au efectuat cu ajutorul unui magnetometru astatic, eşantioanele fiind tăiate în formă cubică *). Fiecare determinare presupune măsurarea celor trei componente ale vectorului magnetizării remanente a probei, după cele trei axe ale acestuia (x, y, z), corespunzînd direcţiilor est, vest şi verticală ale eşantionului prelevat orientat, date suficiente pentru determinarea valorii magnetizării remanente (I_n) cît şi pentru direcţia acestui vector definită prin :

D — unghiul ascuţit dintre proiecţia orizontală a vectorului magnetizării remanente şi axa x (est) a eşantionului şi

I — unghiul înclinării vectorului magnetizării remanente faţă de orizontală.

Nu insistăm asupra metodicii de lucru, ea fiind expusă în literatura de specialitate (Петрова г.н., 1961 şi Храмов а. н., Шолпо л.е., 1967). formulele de calcul ale magnetizării remanente (I_n) şi direcţiei acesteia (a unghiurilor I şi D) fiind deja prezentate de noi într-o lucrare precedentă (Romanescu d., 1969).

Rezultatele cercetărilor sînt redate în lucrarea de faţă, sub formă grafică prin trei genuri de curbe (de demagnetizare, de variaţie a unghiului I şi de variaţie a unghiului D) reprezentative pentru fiecare tip de rocă analizat.

Curbele de demagnetizare pun în evidenţă variaţia mărimii vectorului magnetizării remanente (I_n) a eşantionului, funcţie de intensitatea cîmpului demagnetizant. Sistemul de coordonate al acestor curbe cuprinde, după cum se vede din figurile din lucrare, valoarea cîmpului demagnetizant, în abscisă, iar în ordonată raportul $\frac{I_n}{I_{n_0}}$, unde I_n reprezintă mărimea intensităţii de magnetizare a eşantionului respectiv măsurată după fiecare trecere prin cîmpul demagnetizant, iar I_{n_0} mărimea iniţială a intensităţii magnetizării remanente a eşantionului (valoarea acesteia înainte de începerea demagnetizării).

Curbele de variaţie a unghiurilor I şi D a magnetizării remanente (I_n) a eşantionului respectiv, pun în evidenţă schimbarea direcţiei vectorului magnetizării remanente (I_n) funcţie de intensitatea cîmpului demagnetizant. După cum se vede din figurile din text, în abscisa sistemului de coordonate ale acestor curbe sînt reprezentate valorile cîmpului demagnetizant, iar în ordonată valorile unghiului respectiv. Aceste curbe

*) Toate măsurătorile au fost executate în laboratorul de paleomagnetism al Universităţii „Lomonosov" din Moscova.

sînt cele mai sugestive în ceea ce privește stabilitatea magnetică, deoarece chiar dacă raportul $\frac{I_n}{I_{n_0}}$ scade foarte mult, dar direcția de magnetizare se păstrează, respectiv curbele I și D își păstrează aliura, înseamnă că roca este stabilă din punct de vedere magnetic.

III. REZULTATELE CERCETĂRILOR

Pentru a jalona rezultatele obținute, în vederea prezentării lor cît mai succint și mai explicit, precum și pentru ilustrarea celor afirmate în ultimul paragraf al capitolului precedent, prezentăm grafic pentru început rezultatele spălării a trei eșantioane reprezentative și care au fost prelevate din andezitul de Uroiu (fig. 1), dacitul de Poieniţa (fig. 2) și andezitul de generația II din masivul Caraci (fig. 3).

După cum se observă, eșantionul din figura 1 este deosebit de stabil, atît din punctul de vedere a intensității magnetizării remanente cît și a păstrării direcției acesteia.

În figura 2 se observă scăderea accentuată a intensității magnetizării remanente, cu păstrarea însă a direcției, ceea ce ne dă dreptul de a considera eșantionul stabil din punct de vedere a componentelor sale magnetice primare. Pentru comparație prezentăm în figura 3 un exemplu contrariu — unul dintre cele mai instabile eșantioane.

Între aceste exemple rocile efuzive din Munții Metaliferi prezintă tot felul de grade de stabilitate magnetică în funcție de vîrstă, tip de rocă, compoziție petrografică, alterare superficială sau datorită agenților interni, poziție spațială în cadrul aparatului vulcanic respectiv sau al edificiului geologic al regiunii etc....

În enumerarea factorilor care au influență asupra stabilității magnetice am inclus vîrsta rocilor. Într-adevăr cele mai vechi roci efuzive din regiune, bazaltele din complexul ofiolitic, prezintă o stabilitate magnetică relativă. Din analizele efectuate de noi asupra mai multor tipuri de bazalte nealterate (exclusiv pilow-lave) din zona Vața — Căzănești — Roșia Nouă — Ciungani rezultă curbe de demagnetizare și de variație a vectorului magnetizării remanente de tipul celor din figura 4. Prin comparație cu celelalte roci mai tinere nealterate (andezite, dacite), după cum se vede, bazaltele sînt mai puțin stabile magnetic.

Arătăm cu această ocazie că analizînd magnetic eșantioane de bazalte și andezite colectate din zone de contact dintre aceste două tipuri de roci efuzive, am sesizat unele fenomene magnetice de influență reciprocă, interesante, asupra cărora vom reveni în altă lucrare.

Începem prezentarea rocilor andezitice prin cîteva exemple din complexul vulcanic Caraci, denumit și „Vezuviul românesc", în cadrul căruia au fost separate de către cercetătorii geologi mai multe aparate și faze de erupție. Colecția noastră cuprinzînd eșantioane din toate cele trei aparate vulcanice, Cărăcel, Caraci și Măgura Caraci, ne-a permis un studiu preliminar atît asupra stabilității magnetice cît și a polarității rocilor care alcătuiesc acest complex, adică a andezitelor aparținînd zonelor de înrădăcinare, curgerilor de lave și fragmentelor din depozitele

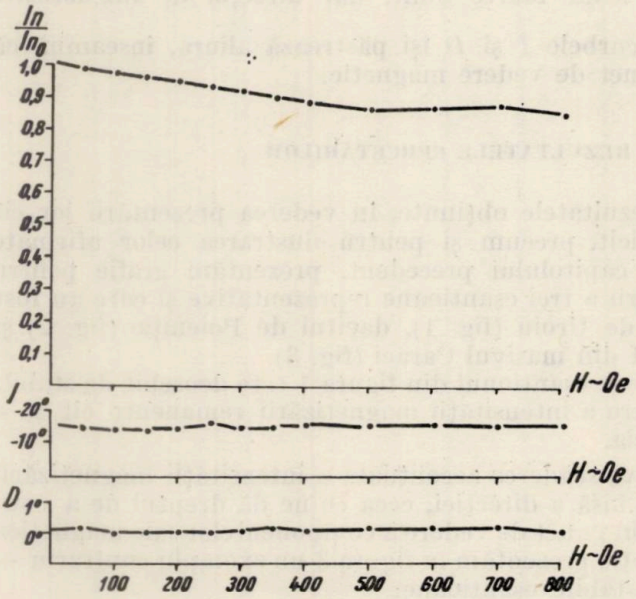


Fig. 1.—Andezit de Uroiu.

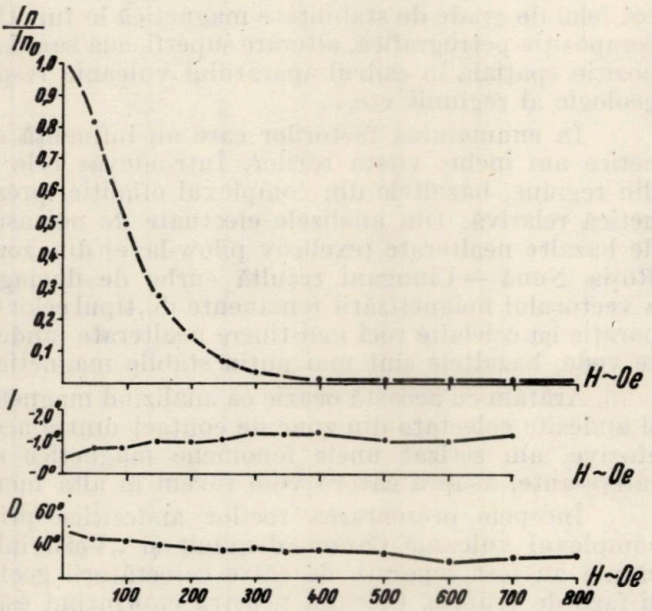


Fig. 2.—Dacit de Poienița.

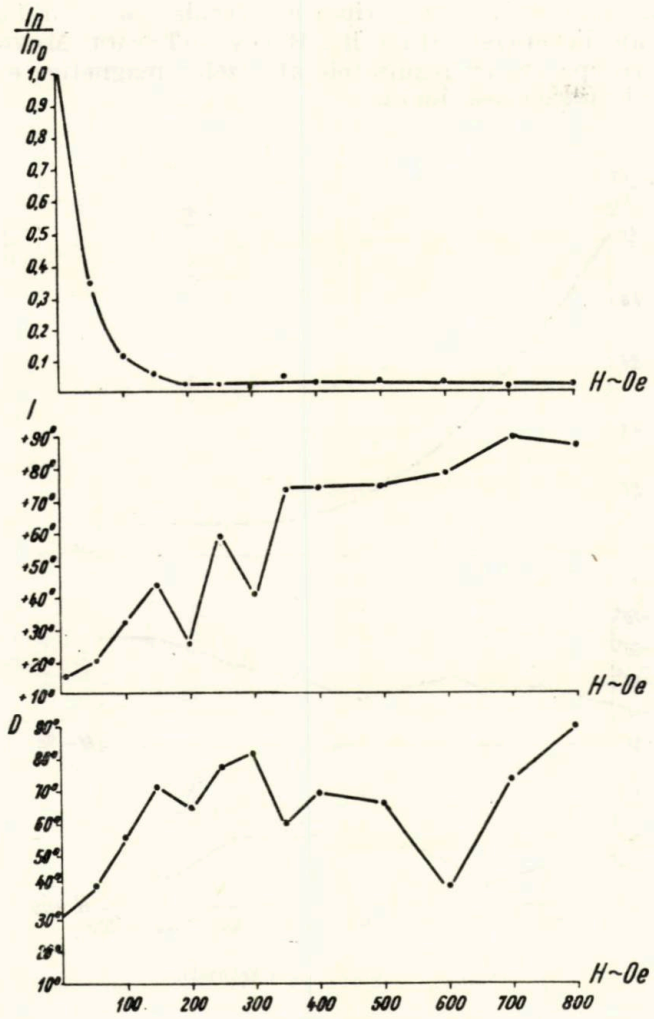


Fig. 3. — Lavă andezitică de Caraci.

piroclastice, precum şi a matricei acestora. Deoarece într-o lucrare anterioară am prezentat rezultatele acestui studiu (Ромашеску. Др., 1970), arătînd că diferitele faze de erupţie prezintă diferite polarităţi magnetice, ne rezumăm aici a exemplifica grafic gradul de stabilitate magnetică a cîtorva dintre tipurile de roci aparţinînd acestui complex vulcanic (fig. 5, 6, 7, 8, 9). După cum se observă gradul de stabilitate magnetică a rocilor acestui complex vulcanic este diferit, dar suficient pentru ca unele dintre ele să poată forma obiectul unor studii paleomagnetice. Subliniem că o parte din rocile complexului Caraci pot prezenta stabilitate magnetică foarte scăzută ca în cazul eşantionului din figura 3. Responsabile de diminuarea stabilităţii magnetice în acest caz sînt, după observaţiile noastre,

fenomenele de alterare de toate tipurile. Rezultatele studiilor mineralogice de care am beneficiat (JUDE R., BORCEA—TABACU MARIA, IONESCU OLGA, 1972) comparate cu rezultatele analizelor magnetice executate de noi arată cu claritate acest lucru.

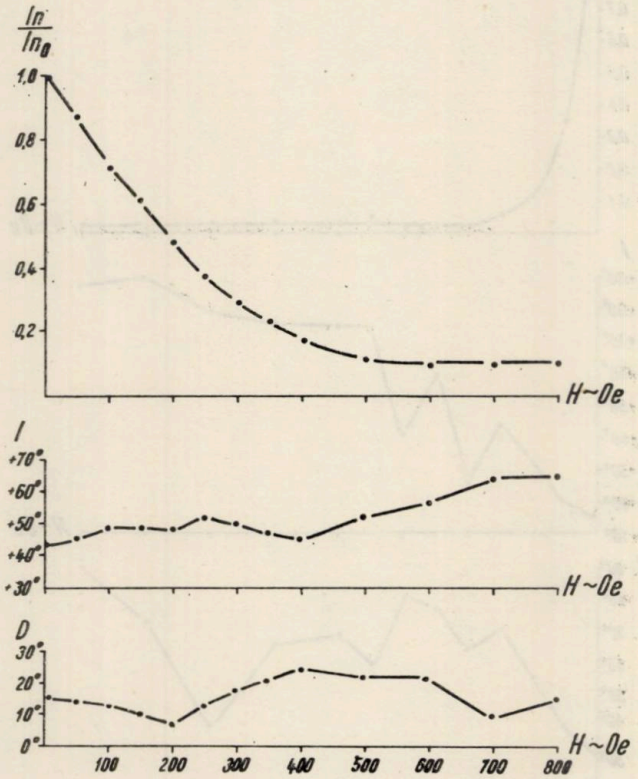


Fig. 4. — Bazalt de Căzăneşti.

„Vezuviul românesc" se pretează deci la studii paleomagnetice cu condiţia recoltării deosebit de atente a eşantioanelor şi a studierii aprofundate în laborator a caracteristicilor magnetice şi mineralogice a acestora.

În zona de la sud de Brad (Brad—Băiţa) fenomenele de alterare hidrotermală sînt larg răspîndite în cadrul andezitelor şi în acest caz rocile nu prezintă stabilitate magnetică, experienţele conducînd la rezultate comparabile cu cele din figura 3. Prin analiza andezitelor nealterate se obţin însă curbe ca cele din figura 10.

Andezitele din zona Baia de Arieş, exceptînd pe cele din perimetrele mineralizate, prezintă stabilitate magnetică ridicată. În figura 11 se prezintă rezultatul analizei unui eşantion tipic pentru toată zona de la est de valea Ambru şi pentru o parte din valea Hărmăneasa.

În ceea ce priveşte apariţia cea mai sudică de andezite din Munţii Metaliferi, cea de la Uroiu, analizele noastre asupra celor 9 eşantioane

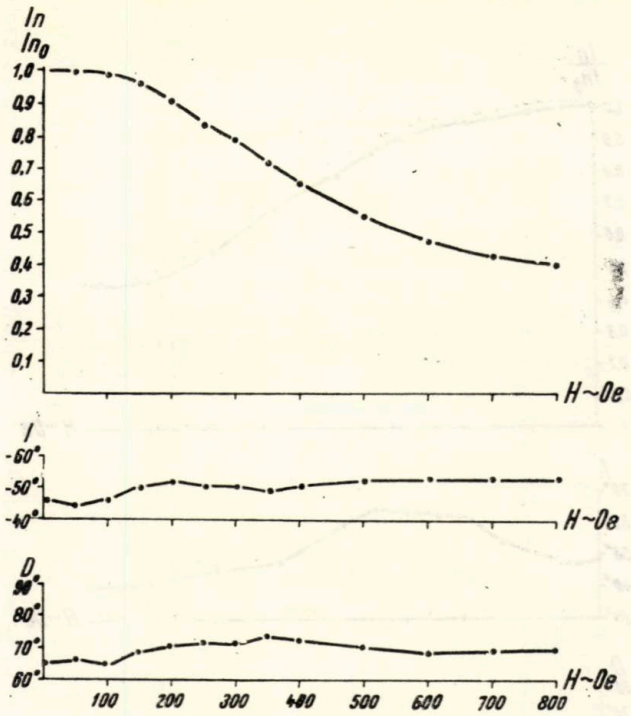


Fig. 5. — Andezit de Cărăcel.

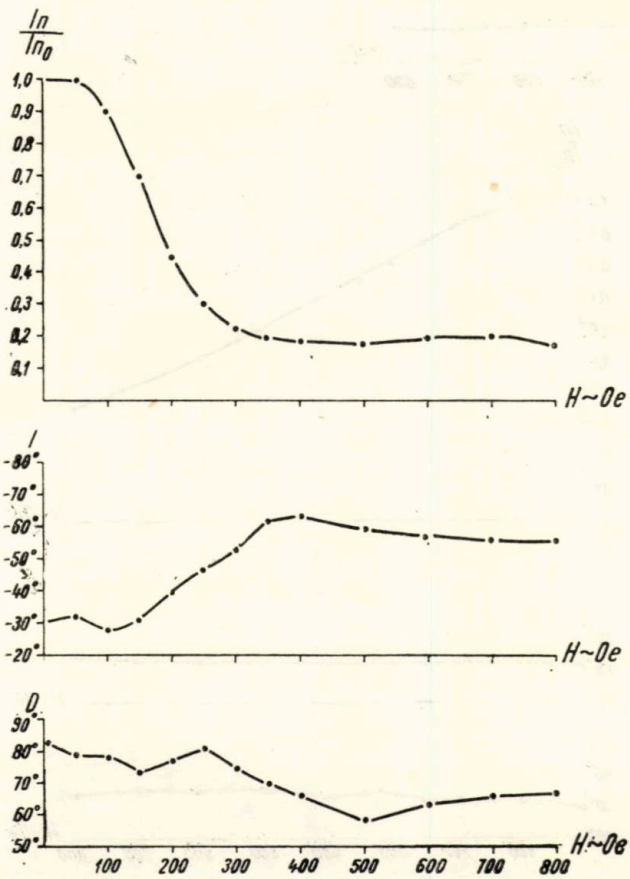


Fig. 6. — Element andezitic din piroclastitele de Cărăcel.

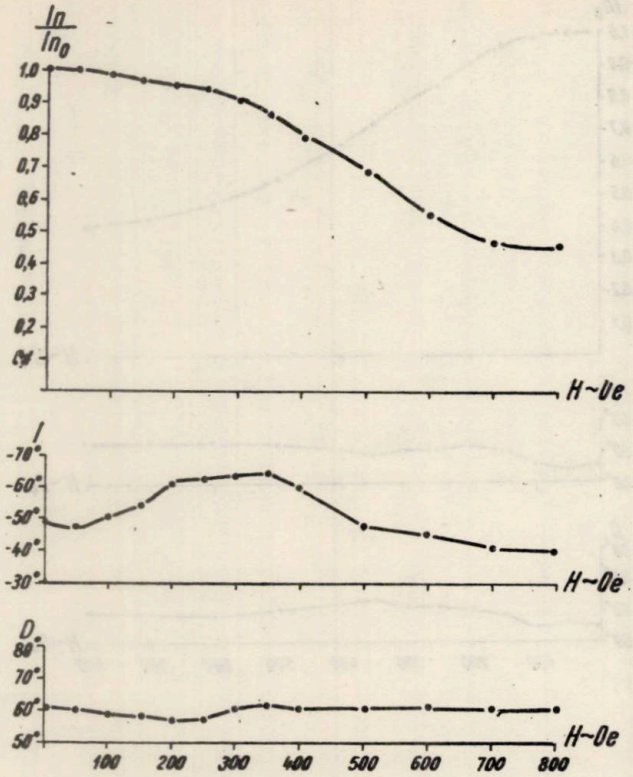


Fig. 7. — Matrice andezitică din piroclastitele de Cărăcel.

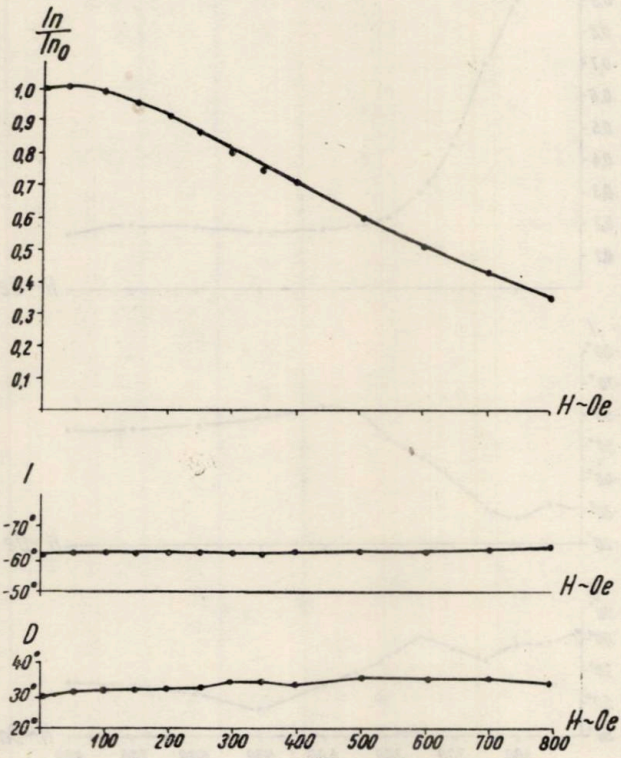


Fig. 8. — Andezit de Caraci.

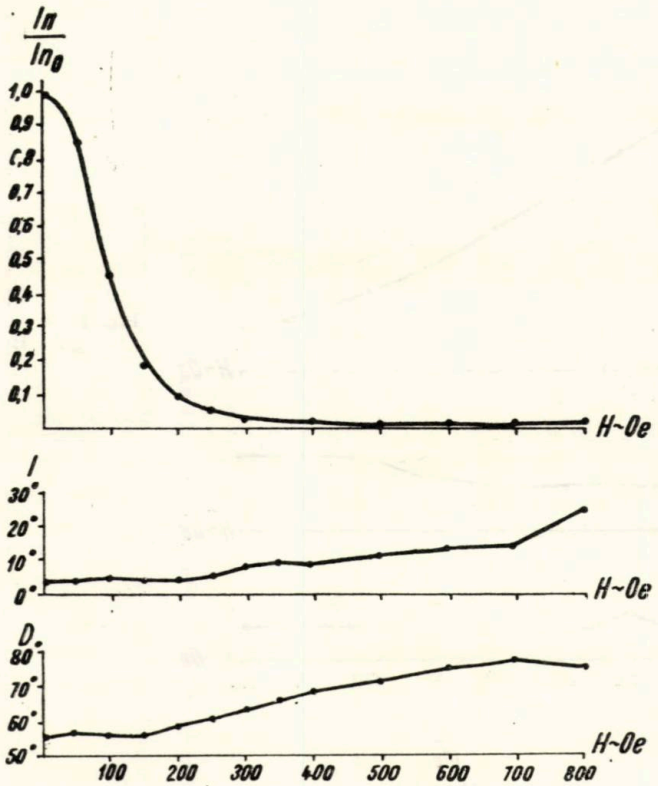


Fig. 9. — Andezit de Măgura Caraciului.

colectate din diferite puncte şi din ambele tipuri de andezite ale acestui aparat, indică toate o stabilitate deosebită a acestor roci. Curbe tipice de demagnetizare şi variaţie ale vectorului magnetizării remanente sînt date în figura 1 şi în figura 12 — corespunzînd celor două tipuri de andezite de Uroiu.

În continuare prezentăm rezultatele experienţelor asupra stabilităţii magnetice a dacitelor. Eşantioanele au fost colectate în special din masivul Poieniţa (sud Baia de Arieş) şi Cetraş (est Băiţa). Aceste două masive prezintă situaţii total deosebite din punct de vedere magnetic.

Dacitelor din masivul Poieniţa le este proprie o stabilitate magnetică destul de pronunţată. Se pune însă în evidenţă aici un fenomen caracteristic acestui masiv şi anume creşterea stabilităţii magnetice de la centrul masivului spre periferia acestuia, în special spre zona de contact cu calcarele. Situaţia prezentată în figura 2 este tipică pentru rocile dacitice din zona centrală a masivului, iar cea din figura 13 pentru zonele periferice.

În ceea ce priveşte dacitele masivului Cetraş, acestea sînt instabile magnetic. La toate cele 10 eşantioane analizate se observă schimbarea bruscă a semnului vectorului I în timpul demagnetizării, aşa cum se vede din figura 14. Într-o lucrare precedentă (Romanescu D., 1963)

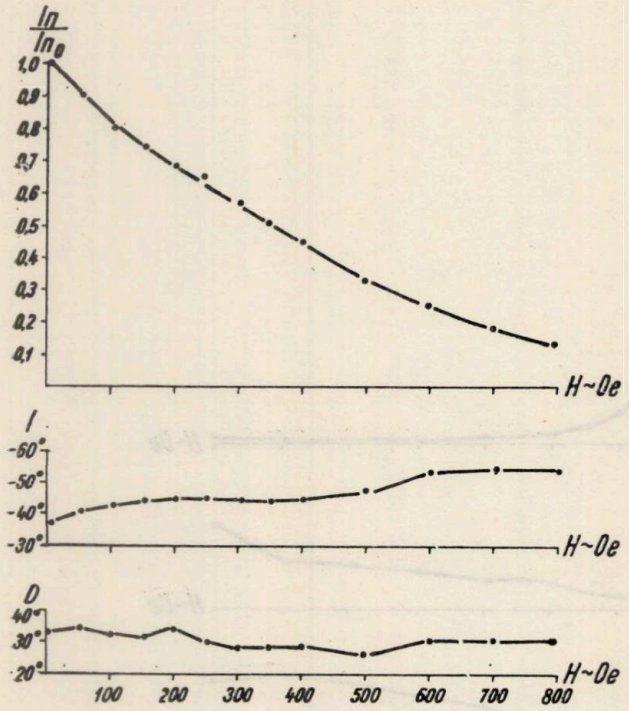


Fig. 10.— Andezit de Măgura Bradului.

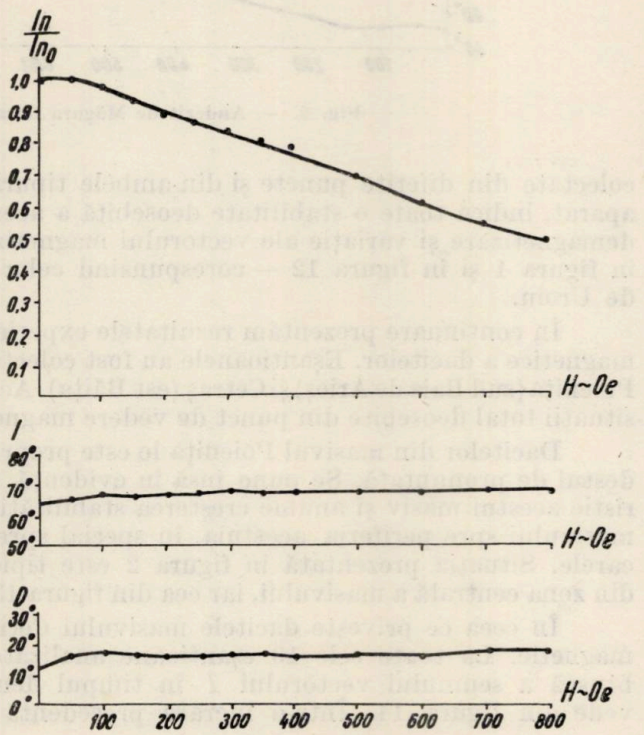


Fig. 11. — Andezit de Hărmăneasa (Baia de Arieș).

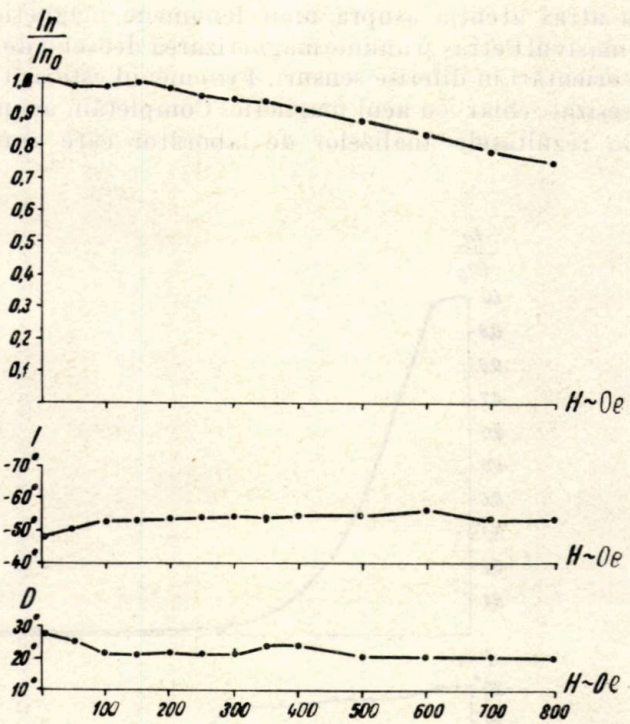


Fig. 12. — Andezit de Uroiu.

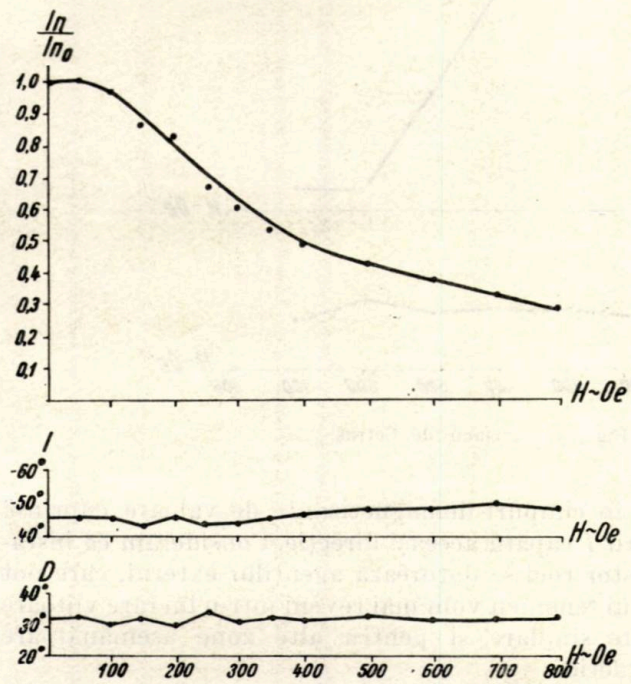


Fig. 13. — Dacit de Poienița (zona periferică).

am atras atenţia asupra unor fenomene magnetice neobişnuite întîlnite în masivul Cetraş şi anume magnetizarea deosebit de puternică a unor dacite, cu orientări în diferite sensuri. Fenomenul este atît de puternic încît poate fi sesizat chiar cu acul magnetic. Completăm acum observaţiile de atunci prin rezultatele analizelor de laborator care arată că la toate probele

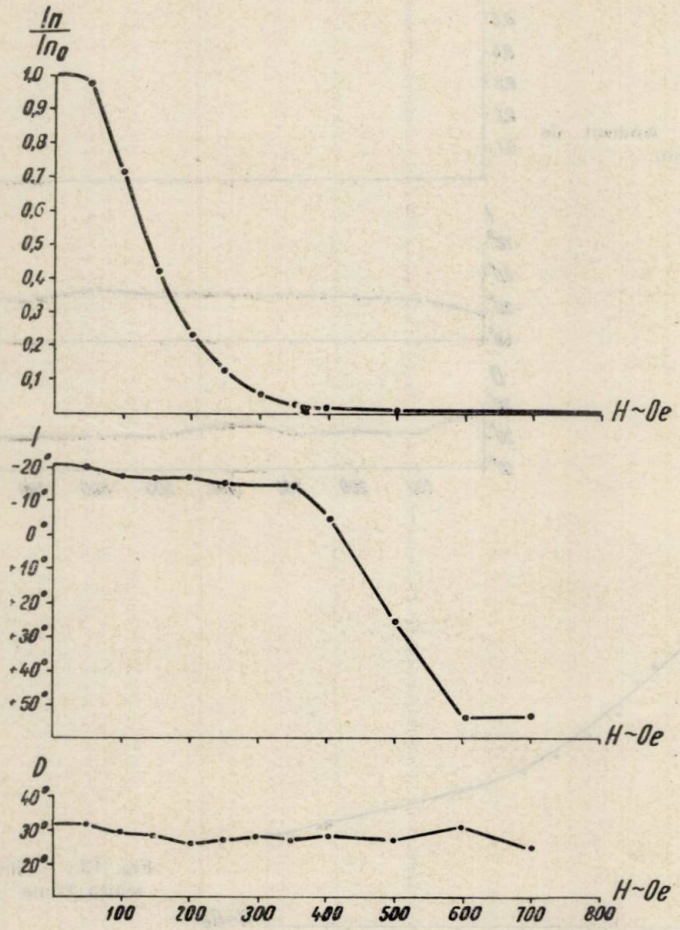


Fig. 14. — Dacit de Cetraş.

după spălarea magnetică în cîmpuri demagnetizante de valoare cuprinsă între 300 şi 600 Oe, vectorii *I* capătă aceeaşi direcţie. Considerăm că instabilitatea magnetică a acestor roci se datorează agenţilor externi, care pot fi trăsnetele. Asupra acestui fenomen vom mai reveni într-o lucrare viitoare întrucît dispunem de date similare şi pentru alte zone asemănătoare din punct de vedere magnetic.

IV. CONCLUZII

Considerăm că cele expuse în lucrarea de față ne îndreptățesc să afirmăm că stabilitatea magnetică a rocilor efuzive din Munții Metaliferi scade cu vîrsta și cu gradul de alterare a acestora, variind în funcție de tipul de rocă, compoziție petrografică sau poziție spațială. În legătură cu ultimele observații ar fi de remarcat faptul că rocile efuzive care apar la periferia nordică și sudică a Munților Metaliferi sînt cele mai stabile. De asemenea în cadrul masivului Poienița se pare că există o creștere a gradului de stabilitate magnetică a dacitelor pe măsura apropierii de periferia corpului.

Dar dintre toți factorii care concură la scăderea stabilității magnetice, cel de care trebuie ținut cel mai mult seama este alterarea și autometamorfismul rocilor. Studii recente (МИХАЙЛОВА Н. П., ТРЕТЯК А. Н., 1970) arată că magnetizarea termoremanentă a rocilor efuzive se transformă în magnetizare complicată, în special în magnetizare chimică, pe măsura avansării fenomenelor de autometamorfism la aceste roci, ceea ce aduce complicații în studiile paleomagnetice.

Lucrarea de față nu epuizează ci deschide problema analizei stabilității magnetice a rocilor efuzive din Munții Metaliferi, care trebuie continuată și prin metode termice. Ea arată că se pot efectua studii paleomagnetice pe aceste roci și indică tipurile de roci care se pretează cel mai mult la aceste studii. În executarea studiilor paleomagnetice asupra acestei regiuni va trebui avut o deosebită grijă la colectarea eșantioanelor și analizarea lor, complexarea cercetărilor magnetice de laborator cu cele petrografice și, fără discuție, crearea unor colecții bogate de probe pe baza analizei cărora rezultatele să poată fi prelucrate statistic.

Primită la redacție la 20 noiembrie 1971

LA STABILITÉ MAGNÉTIQUE DES ROCHES EFFUSIVES DES MONTS MÉTALLIFERS

(Résumé)

On présente les résultats de l'analyse de la stabilité magnétique pour une série d'échantillons de roches effusives (anciens basaltes, dacites, andésites et leurs pyroclastites).

Les mesures magnétiques ont été réalisées à l'aide d'un magnétomètre astatique et les tests de stabilité ont été des démagnétisations dans des champs alternatifs jusqu'à 800 Oe.

On a mis en évidence des facteurs qui ont une influence sur la stabilité magnétique des roches analysées qui sont ; l'âge, la composition pétrographique, la position spatiale dans le cadre de l'édifice géologique, le plus important étant le phénomène d'altération et d'autométamorphisme. On indique les types de roches qui peuvent servir aux recherches paléomagnétiques.

BIBLIOGRAFIE

1. Jude R., Borcea — Tabacu Maria, Ionescu Olga, *Studiul geologic şi petrografic al rocilor eruptive din zona vulcanului Caraci (M-ţii Metaliferi)*. Anuar Inst. Geol., *40*, 1972.
2. Romanescu Dr., *Cazuri particulare în magnetizarea rocilor eruptive din Munţii Metaliferi*. St. cerc. geofiz., **1**, *1* (1963).
3. Romanescu Dr., *Trăsăturile caracteristice ale magnetizării rocilor din Munţii Apuseni şi din partea de nord a Masivului Poiana Ruscă*. St. cerc. geofiz., **7**, *2* (1969).
4. Михайлова Н. П., Третяк А. Н., *Палеомагнетизм и некоторые проблемы геологии*. Геофизический сборник, *38*, Киев (1970).
5. Петрова Г. Н., *Лабораторная оценка стабильности остаточной намагниченности горных пород*. Изд. Акад. Наук СССР, Москва, 1961.
6. Романеску Др., *Явления обратного натагничивания в областях распространения изверженных пород гор Металиферь Румынии*. Revue roumain de géologie, géophysique et géographie, série de géophysique, **14**, *1* (1970).
7. Храмов А. Н., Шолпо Л. Е,. *Палеомагнетизм*. Изд. „Недра", Ленинград, 1967.

UTILIZAREA ENTROPIEI INFORMAȚIONALE CA ALGORITM PENTRU DETERMINAREA PERTURBAȚIILOR ÎN ACTINOMETRIE

DE

VALERIA WINTER

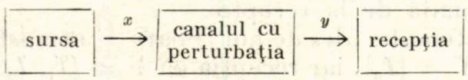
Observatorul astronomic al Academiei R.S.R.

1. Se consideră sistemul de transmitere a informației $[X, p(y/x), Y]$, format din două mulțimi finite, mulțimea X a semnalelor x care se emit cu probabilitatea $p(x)$ pentru fiecare $x \in X$, astfel încît $\sum_{x \in X} p(x) = 1$, mulțimea Y a semnalelor y care se recepționează cu probabilitatea $p(y)$ pentru fiecare $y \in Y$, astfel încît $\sum_{y \in Y} p(y) = 1$, și o probabilitate condiționată $p(y/x)$ pentru orice $x \in X$, $y \in Y$ care caracterizează perturbația de pe canalul sistemului (S. GUIAȘU, 1965).

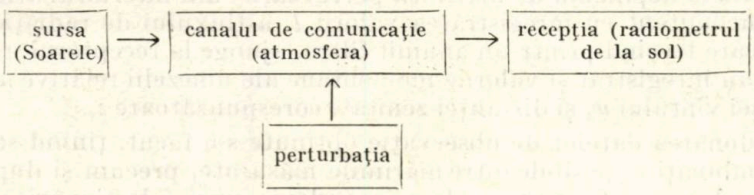
Cîmpurile de probabilitate $\{X, x, p(x)\}$ și $\{Y, y, p(y)\}$ reprezintă sursa și respectiv recepția sistemului de transmitere a informației.

2. Atunci putem scrie sistemul $[X, p(y/x), Y]$ sub forma

$$\{X, x, p(x)\} \xrightarrow{p(y/x)} \{Y, y, p(y)\}$$



3. Prin analogie, se asimilează cu sistemul de trasmitere a informației $[X, p(y/x), Y]$ sistemul format din [Soare — atmosferă — radiometru de la sol]. În acest caz Soarele reprezintă sursa, atmosfera reprezintă canalul de comunicație iar radiometrul de la sol, recepția.



ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 1, P. 69–72, BUCUREȘTI, 1972

Cum în cazul real canalul conține perturbații, atunci cînd se transmite o informație printr-un anumit canal trebuie să se determine statistic perturbația de pe canal. Perturbația are un caracter întîmplător și dacă vrem s-o determinăm trebuie să cunoaștem o probabilitate condiționată, adică o probabilitate a semnalelor recepționate, condiționată de semnalele emise.

4. Deoarece măsura cantității de informație se exprimă prin entropia informațională (S. GUIAȘU, 1968), înseamnă că putem folosi pentru determinarea perturbațiilor de pe canalul de transmisie entropia informațională, dată de Claude Shannon

$$H(X) = -\sum_{x \in X} p(x) \log p(x).$$

În adevăr mărimea $H(X)$ caracterizează gradul de nedeterminare al experimentului X.

În cadrul unui sistem de transmitere a informației sursa poate să fie necunoscută sau cunoscută.

Cazul sursei necunoscute este mai complicat, dar nu imposibil de rezolvat. El va fi prezentat într-o lucrare viitoare.

Noi am studiat aici cazul cînd sistemul de transmitere a informației are sursa cunoscută.

Deoarece sursa $X = \{I_0\}$ este cunoscută, entropia sursei este $H(X) = 0$, iar entropia recepției, din cauza perturbației, este $H(Y) \neq 0$ (I. ANGHELOIU, E. OANCEA, 1966).

$H(Y)$ reprezintă nedeterminarea medie globală, la recepție, fără specificarea valorilor particulare ale factorilor perturbanți.

Dacă nu ar exista perturbația, nu am avea nici o nedeterminare la recepție. Cum nedeterminarea sursei este zero, înseamnă că nedeterminarea $H(Y)$ caracterizează perturbația.

Deci, în cazul cînd sursa este cunoscută, pentru a putea determina perturbațiile survenite în timpul înregistrărilor la sol, trebuie să calculăm entropia informațională de la recepție.

5. În cazul sistemului ales de noi [Soare — atmosferă — radiometru] s-a notat sursa cu $X = \{I_0\}$, iar recepția cu $Y = \{I_1, I_2, \cdots, I_n\}$.

Deoarece, în cazul nostru, am înregistrat numai fluxul de radiație solară directă, în condiții de transparență atmosferică medie și în absența norilor, putem considera că alfabetul este format dintr-un singur semnal $\{I_0\}$. La trecerea acestuia prin atmosferă, semnalul este mai mult sau mai puțin alterat, putînd fi deci recepționat sau ca I_1, sau ca I_2, sau, $\cdots$, sau ca I_n, aceasta depinzînd de mărimea perturbației din interiorul atmosferei.

Concomitent cu înregistrarea valorii I_j a fluxului de radiație solară directă, care trecînd printr-un anumit filtru, ajunge la receptorul radiometrului, s-au înregistrat și valorile momentane ale umezelii relative a aerului U_k, vitezei vîntului w_l și distanței zenitale corespunzătoare z_i.

Ordonarea datelor de observație obținute s-a făcut, ținînd seama de toate combinațiile posibile între mărimile măsurate, precum și după intervalele I_1, I_2, $\cdots$, I_n, anume alese în vederea unei selecționări rapide a materialului de observație.

În acest mod se pun în evidență valorile I_j obținute în condiții identice de observație adică pentru același z_i, U_k, w_l și același filtru.

6. I) Să considerăm cazul cînd I_j ($j = 1, \cdots, n$)

— Se calculează pentru fiecare I_j, $p\ (I_j/z_i,\ U_k, w_l)$.

Deci se calculează $p\ (I_j)$, condiționată de toți factorii aleși, perturbatori posibili.

— Pentru probabilitățile calculate, în condiții identice de experiență, se extrag din tabelele speciale (A. M. Iaglom, I. M. Iaglom, 1963) valorile $(-p \log p)$ corespunzătoare.

— Se întocmește astfel un tabel care conține valorile $[-p\ (I_j/z_i,\ U_k,\ w_l) \log p\ (I_j/z_i,\ U_k,\ w_l)]$, corespunzătoare intervalelor $I_1, I_2, \cdots, I_n$.

Ținînd cont de expresia entropiei informaționale

$$H\ (Y) = -\sum_{y \in Y} p(y) \log p(y),$$

pentru z_i, U_k, w_l dați se face suma celor n termeni din tabel

$$[-p(I_1/z_i,\ U_k w_l) \log p(I_1/z_i,\ U_k, w_l)] + [-p(I_2/z_i,\ U_k, w_l) \log p(I_2/z_i,\ U_k, w_l)] +$$

$$+ \ldots + [-p\ (I_n/z_i,\ U_k,\ w_l) \log\ p\ (I_n/z_i,\ U_k,\ w_l)] = H\ (Y/z_i,\ U_k,\ w_l).$$

Din lectura tabelului rezultă două posibilități :

a) dacă nu am avea perturbații pe canal

$$p\ (I_j/z_i,\ U_k,\ w_l) = 0 \qquad I_j \neq I_0$$

b) $p\ (I_j/z_i,\ U_k,\ w_l) \neq 0$, arată probabilitatea valorii I_j a intensității radiației solare directe, condiționată de valoarea z_i pentru z, U_k pentru U, w_l pentru w.

$H\ (Y/z_i,\ U_k,\ w_l)$ reprezintă nedeterminarea la recepție, condiționată de z_i, U_k, w_l.

II) Dacă facem abstracție de perturbația posibilă datorită vîntului atunci, pentru z_i, U_k dați, se face suma termenilor din tabel

$$[-p\ (I_1/z_i,\ U_k) \log\ p\ (I_1/z_i,\ U_k)] + \ldots + [-p\ (I_n/z_i,\ U_k) \log\ p\ (I_n/z_i,\ U_k)] = H\ (Y/z_i,\ U_k).$$

$H\ (Y/z_i,\ U_k)$ reprezintă nedeterminarea la recepție, abstracție de vînt, condiționată de z_i pentru z și U_k pentru U.

III) Neglijînd perturbația posibilă datorită umezelii relative a aerului, atunci pentru z_i, w_l dați, se face suma termenilor din tabel

$$[-p\ (I_1/z_i,\ w_l)\ \log\ p\ (I_1/z_i,\ w_l)] + [-p\ (I_2/z_i,\ w_l) \log\ p\ (I_2/z_i,\ w_l)] + \ldots + [-p\ (I_n/z_i,\ w_l)\ \log\ p\ (I_n/z_i,\ w_l)] = H(Y/z_i,\ w_l).$$

$H(Y/z_i,\ w_l)$ reprezintă nedeterminarea la recepție, condiționată de z_i pentru z și w_l pentru w, abstracție făcînd de influența umezelii relative a aerului.

IV) Ţinînd cont numai de perturbaţia datorită factorului z_i, pentru z_i dat se face suma termenilor din tabel

$$[-p(I_1/z_i) \log p(I_1/z_i)] + [-p(I_2/z_i) \log p(I_2/z_i)] + \ldots + [-p(I_n/z_i) \log p(I_n/z_i)] = H(Y/z_i).$$

$H(Y/z_i)$ reprezintă nedeterminarea la recepţie, condiţionată de z_i pentru z.

V) Neconsiderînd influenţele posibile ale factorilor perturbatori aleşi z_i, U_k, w_l, se face suma termenilor din tabel $[-p(I_1) \log p(I_1)] + [-p(I_2) \log p(I_2)] + \ldots + [-p(I_n) \log p(I_n)] = H(Y)$. $H(Y)$ reprezintă nedeterminarea medie globală la recepţie, fără specificarea valorilor particulare ale factorilor perturbanţi.

În concluzie, atunci cînd există în atmosferă o sursă de emisie, ale cărei semnale pot fi cunoscute, se poate alcătui un sistem de transmisie a semnalelor [sursă — atmosferă — receptor de la sol] şi se pot determina şi perturbaţiile de pe canalul de transmisie care alterează recepţionarea corectă a semnalelor emise de sursă.

Acest lucru este posibil prin calcularea entropiei informaţionale de la recepţie.

Primită la redacţie la 20 august 1971

USE OF INFORMATIONAL ENTROPY AS AN ALGORITHM FOR DETERMINING PERTURBATIONS IN ACTINOMETRY

(Abstract)

Using information theory, namely informational entropy, a computation method was developed for perturbations which diminish direct solar radiation flux in the short wavelength range of the spectrum.

The results were interpreted within the limits of physical processes controlling selective absorption and diffusion of solar radiation.

A practical method was conceived for estimation and analysis of solar origin short wavelength radiation fluxes measured with usual techniques employed in actinometric studies.

This new actinometric method of analysis is of great interest in the studies concerning air mass invasions and in pollution agents diffusion.

BIBLIOGRAFIE

1. Ion Angheloiu, Eugen Oancea, *Informaţie şi semnal*. Ed. Militară, Bucureşti, 1966, pp. 44—67.
2. Silviu Guiaşu, Radu Teodorescu, *Matematica şi informaţia*. Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1965, pp. 98—110.
3. Silviu Guiaşu, *Aplicaţii ale teoriei informaţiei*. Ed. Acad. R.S.R., Bucureşti, 1968, pp. 9—18.
4. A. M. Iaglom, I. M. Iaglom, *Probabilitate şi informaţie*. Ed. Didactică şi pedagogică, 1963, pp. 304—306.

UTILIZAREA ANALIZEI SPECTRALE LA PRELUCRAREA DATELOR GRAVIMETRICE

DE

IANĂȘ MIHAIL

IGA str. Izvor 78, București

MOLDOVEANU NICOLAE

IPGG — str. Coralilor 20, București

INTRODUCERE

Harta gravimetrică constituie materialul primar pe baza căruia se caută să se descifreze structura geologică. Deși, în cazuri particulare, hărțile gravimetrice pot sugera soluții geologice, în general, formele izoliniilor nu corespund particularităților structurale ale formațiunilor geologice.

Într-o anomalie se pot reflecta cauze diferite ca situare și extindere spațială. În ea pot să apară suprapuse efecte datorită unor cauze situate la adîncimi și cu dimensiuni diferite ca ordine de mărime (efecte regionale și locale) sau efecte produse de cauze ale căror adîncimi și dimensiuni sînt de același ordin de mărime (efecte locale cumulate). Din această cauză se pune problema prelucrării materialului gravimetric primar astfel încît să se obțină o separare a efectelor cu grad diferit de regionalitate și a efectelor cumulate în elemente componente.

Metodele de rezolvare a acestor probleme sînt variate. Teoria potențialului oferă posibilitatea de a calcula, pe baza cunoașterii cîmpului gravității într-un plan orizontal, valorile lui în plane orizontale situate la alte nivele. Acestea pot fi exploatate pentru obținerea unor imagini în care efectele locale se accentuează (continuarea analitică în semispațiul inferior), sau se atenuează (continuarea analitică în semispațiul superior). Este posibil ca din harta cîmpului gravității să se calculeze distribuția unor derivate în raport cu verticala ale gravității (gradientul verticala și derivata a doua) în a căror imagine anomaliile cumulate pot fi separate.

Deci, prelucrările datelor gravimetrice constituie transformări ale datelor primare în scopul accentuării sau atenuării unor efecte. Deoarece aceste transformări ale semnalului inițial pot fi considerate ca o relație intrare-ieșire pentru un sistem (fig. 1), problemele analizei datelor gravimetrice pot fi incluse în teoria sistemelor și mai precis în teoria filtrelor [1], [2], [3], [4], [5].

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 1, P 73–86, BUCUREȘTI, 1972

Matematic, transformarea pe care o realizează un filtru oarecare este o aplicaţie h, de la o mulţime de semnale X (spaţiul de intrare), la o altă mulţime de semnale Y (spaţiul de ieşire). Transformările utilizate

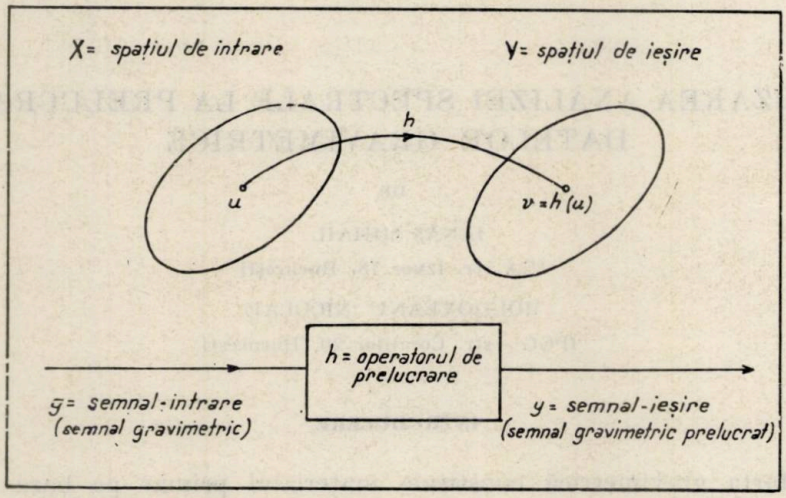


Fig. 1. — Prelucrarea gravimetrică privită ca un filtru.

frecvent în gravimetrie se încadrează în clasa operatorilor liniari, adică aplicaţia $h : X \to X$, X = spaţiu liniar, are proprietatea :

$$h(ax_1 + bx_2) = ah(x_1) + bh(x_2) \tag{1}$$

$$\forall\ x_1,\ x_2,\ \in X$$

$$\forall\ a,\ b,\ \in R.$$

Relaţia dintre semnalul la intrare, operatorul ce caracterizează filtrul şi semnalul de ieşire este dată de integrala de convoluţie :

$$y(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(z) \cdot h(x - z)\, dz \cdot \tag{2}$$

Considerînd transformata Fourier a relaţiei (2) rezultă

$$Y(K) = G(K) \cdot H(K), \tag{3}$$

unde $G(K)$, $H(K)$, $Y(K)$ reprezintă spectrul semnalului de intrare, spectrul operatorului, respectiv spectrul semnalului de ieşire, iar K este frecvenţa unghiulară ($K = 2\pi k$).

Din relaţia (3) rezultă că operaţia de filtrare a unui semnal poate fi realizată în domeniul spectral prin înmulţirea spectrului semnalului

cu spectrul operatorului. Semnalul de ieşire $y(x)$ se obţine aplicînd transformata Fourier inversă a lui $Y(K)$, adică

$$y(x) = \mathcal{F}^{-1}[Y(K)] = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} Y(K)\cdot e^{jKx}dK\cdot \qquad (4)$$

În această lucrare vom considera prelucrările utilizate curent în gravimetrie — continuările analitice şi derivatele — ca operatori de filtrare, vom determina mai întîi funcţiile de transfer ale acestor operatori şi vom aplica aceste filtre pe cazuri teoretice.

FILTRE UTILIZATE ÎN GRAVIMETRIE

Să stabilim funcţiile de transfer ale filtrelor utilizate în gravimetrie.

Pentru cazul bidimensional continuare analitică în semispaţiul superior, ca soluţie a problemei Dirichlet pentru linia dreaptă, se reduce la calculul integralei :

$$g(x,\ z) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{(x-\xi)^2+z^2}\, g(\xi)\ d\xi, \qquad (5)$$

unde $g(\xi)$ sînt valorile gravităţii în planul de măsură şi $g(x,\ z)$ cîmpul situat la nivelul superior z.

Aplicînd transformata Fourier ambilor membri ai relaţiei (5) se obţine ($G(K)$ reprezintă transformata Fourier a anomaliei continuate în sus) :

$$G(K) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-iKx}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{(x-\xi)^2+z^2}\, g(\xi)\ d\xi\right]dx =$$

$$= \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} g(\xi)\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{(x-\xi)^2+z^2}\, e^{-iKx}\ dx\right]d\xi =$$

$$= \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} g(\xi)\cdot e^{-iK\xi}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z\cdot e^{-iK(x-\xi)}}{(x-\xi)^2+z^2}\, d(x-\xi)\right]d\xi =$$

$$= e^{-Kz}\int_{-\infty}^{+\infty} g(\xi)\ e^{-iK\xi}\ d\xi = e^{-Kz}\cdot g(K)\cdot \qquad (6)$$

Integrala

$$I = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z\cdot e^{-iK(x-\xi)}}{(x-\xi)^2+z^2}\, d(x-\xi) = e^{-Kz}$$

se găseşte în lucrarea [6].

Comparînd relaţiile (6) cu (3) rezultă că funcţia de transfer a filtrului corespunzător continuării în semispaţiul superior la nivelul z este e^{-Kz}, adică

$$G(K) = e^{-Kz} \cdot g(K). \tag{7}$$

La o formă identică se putea ajunge de la soluţia ecuaţiei Laplace în coordonate cilindrice [7].

Continuarea analitică în semispaţiul inferior se reduce la rezolvarea unei ecuaţii integrale de tipul (5), în care cunoaştem $g(x, z)$ şi dorim să aflăm pe $g(x)$ la nivelul inferior $-z$. Atunci, din (7) rezultă că funcţia de transfer a filtrului corespunzător continuării în jos este inversa funcţiei de transfer a filtrului corespunzător continuării în sus, adică e^{Kz}.

Derivatele de ordinul n ale gravităţii în raport cu z se obţin prin derivarea relaţiei (5) :

$$g_z^n(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\partial^n}{\partial z^n} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{(x-\xi)^2 + z^2} g(\xi)\, d\xi \right)_{z \to 0}. \tag{8}$$

Aplicînd transformata Fourier ambilor membri ai relaţiei (8) se obţine (indicile n indică ordinul derivatei) :

$$G^n(K) = \frac{1}{\pi} \frac{\partial^n}{\partial z^n} \left(\int\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z\, e^{-iKx}}{(x-\xi)^2 + z^2} g(\xi)\, d\xi\, dx \right)_{z \to 0}. \tag{9}$$

Din relaţiile (6) şi (9) rezultă :

$$G^n(K) = \frac{\partial^n}{\partial z^n} [e^{-Kz} \cdot g(K)]_{z \to 0} = (-K)^n \cdot g(K). \tag{10}$$

Pentru derivatele de ordinul întîi ($n = 1$) şi doi ($n = 2$) avem :

$$G^1(K) = -K \cdot g(K) \tag{11}$$

$$G^2(K) = K^2 g(K). \tag{12}$$

Comparînd relaţiile (10), (11), (12) cu relaţia (3) rezultă că funcţia de transfer a filtrului corespunzător derivatei de ordinul n în raport cu verticala este $(-K)^n$, iar pentru derivatele de ordinul întîi (g_z) şi doi (g_{zz}) utilizate în practică, $-K$ şi K^2.

Pentru cazul tridimensional, transformata Fourier a funcţiei $g(x, y)$ care reprezintă anomalia gravimetrică are următoarea expresie :

$$g(K, L) = \mathcal{F}[g(x, y)] = \int\int_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) \cdot e^{-i(Kx + Ly)}\, dx dy, \tag{13}$$

unde K şi L sînt frecvenţele unghiulare corespunzătoare axelor x şi y.

Operatorul invers este următorul :

$$g(x, y) = \mathcal{F}^{-1}[g(K, L)] = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} g(K, L) \cdot e^{i(Kx+Ly)}\, dK dL. \quad (14)$$

Stabilirea funcţiilor de transfer ale filtrelor pentru acest caz se face pe o cale analogă cu cea precedentă.

Continuarea analitică în semispaţiul superior se reduce la calcularea integralei (soluţia problemei Dirichlet pentru plan) :

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{3/2}}\, g(\xi, \eta)\, d\xi\, d\eta. \quad (15)$$

Aplicînd transformata Fourier ambilor membri ai relaţiei (15) se obţine (după prelucrări asemănătoare cu cele din relaţia (6)) :

$$G(K, L) =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \iiiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{3/2}} \cdot g(\xi, \eta) \cdot e^{-i(Kx+Ly)}\, d\xi d\eta dx dy =$$

$$= e^{-z\sqrt{K^2+L^2}} \iint_{-\infty}^{+\infty} g(\xi, \eta) \cdot e^{-i(K\xi+L\eta)}\, d\xi d\eta = e^{-z\sqrt{K^2+L^2}}\, g(K, L). \quad (16)$$

Din (16) şi (3) rezultă că filtrul corespunzător continuării în semispaţiul superior are funcţia de transfer $e^{-z\sqrt{K^2+L^2}}$. În particular, pentru cazul bidimensional, $L = 0$ şi funcţia de transfer devine e^{-Kz}, care coincide cu (6).

Prin raţionamente analoge cu cele de la cazul bidimensional se găsesc următoarele funcţii de transfer :

— pentru continuarea în semispaţiul inferior

$$e^{z\sqrt{K^2+L^2}},$$

— pentru derivata de ordinul n în raport cu verticala $(-\sqrt{K^2+L^2})^n$ şi, în particular, pentru derivata întîia $-\sqrt{K^2+L^2}$, iar pentru derivata a doua (K^2+L^2).

OBSERVAŢII ASUPRA FILTRELOR GRAVIMETRICE

Aplicarea filtrelor în gravimetrie oferă posibilitatea unui studiu mai aprofundat asupra transformărilor gravimetrice, asupra naturii şi utilizării lor.

Ele arată că hărțile obținute prin filtrare sînt imagini izotopice ale anomaliei Bouguer inițiale, în care frecvențele joase, medii și înalte au ponderi diferite. Prin aplicarea filtrului corespunzător continuării în semispațiul superior (e^{-Kz} sau $e^{-z\sqrt{K^2+L^2}}$) se obține o anomalie în care frecvențele înalte și medii sînt estompate, adică efectele de adîncime (cîmpul regional) sînt foarte bine reprezentate. Utilizarea filtrelor corespunzătoare continuării în semispațiul inferior (e^{Kz} sau $e^{z\sqrt{K^2+z^2}}$) sau derivatelor ($(-K)^n$ sau $(-\sqrt{K^2+L^2})^n$) conduce la obținerea unor hărți în care frecvențele înalte și medii capătă ponderi mari în comparație cu cele joase, adică se evidențiază anomaliile generate de corpurile de medie și mică adîncime.

Trebuie notat faptul că aceste separări de efecte nu se fac perfect. Fiecare anomalie gravimetrică se dezvoltă într-o bandă de frecvență care începe de la zero spre frecvențele înalte. Anomaliile produse de corpurile de adîncime se dezvoltă în special în domeniul frecvențelor joase, în timp ce anomaliile produse de corpuri de adîncimi mici se dezvoltă într-o bandă foarte largă de frecvență : cu cît sînt mai apropiate de suprafață cu atît frecvențele înalte au o pondere mai mare. Din această cauză, în spectrul anomaliilor cumulate, în domeniul frecvențelor joase nu putem separa cele care aparțin efectului corpurilor de suprafață de cele care aparțin efectelor de profunzime.

Prin filtrare obținem hărți în care fie frecvențele foarte joase au o pondere mai mare, fie frecvențele înalte și medii sînt amplificate. În primele, efectele corpurilor de profunzime sînt mai bine reprezentate, iar în celelalte sînt mai bine evidențiate efectele corpurilor de mică și medie adîncime.

În concluzie, din harta inițială Bouguer care cuprinde efecte cumulate (unele foarte greu vizibile) se obțin alte hărți în care elementele constituente au ponderi diferite, ieșind în relief cele dorite de interpretator. În felul acesta procesul complex de interpretare a hărților gravimetrice se îmbunătățește.

UTILIZAREA ALGORITMULUI FFT

Din formulele (2) și (3) rezultă că operația de filtrare în domeniul spectral constă din înmulțirea spectrului semnalului cu spectrul operatorului ce caracterizează prelucrarea și revenirea în domeniul real, prin transformata Fourier inversă, pentru a afla semnalul gravimetric prelucrat.

Fiind dat un semnal discret $x_0, x_1, \ldots, x_N$, transformata Fourier discretă a acestuia este dată de relația :

$$Y_K = \sum_{j=0}^{N-1} x_j \cdot e^{-2\pi i K j/N} ; \quad K = 0, \ldots, N-1 \tag{17}$$

unde Y_K reprezintă spectrul de frecvență $f = K/N$.

Transformata Fourier inversă este dată de relația :

$$x_j = \frac{1}{N} \sum_{K=0}^{N-1} Y_K \cdot e^{2\pi i K j/N}; \quad j = 0, \ldots, N-1. \tag{18}$$

Transformata Fourier a unei matrici x_{mn}, $m = 0, \ldots, M$; $n = 0, \ldots, N$, se obține aplicînd mai întîi transformata Fourier asupra liniilor (coloanelor) și apoi asupra coloanelor (liniilor) :

$$X_{KL} = \sum_{m=0}^{M} \sum_{n=0}^{N} x_{mn} e^{-i(Km+Ln)} = \sum_{m=0}^{M} \left[\sum_{n=0}^{N} x_{mn} e^{-inL} \right] e^{-iKm} = \sum_{m=0}^{M} X_{mL} e^{-iKm}, \tag{19}$$

unde X_{mL} este transformata Fourier a liniei m.

Realizarea practică pe calculator a operațiunilor de filtrare ridică problema legată de cantitatea de memorie și timpul de calcul, în cazul cînd avem de prelucrat un volum mare de date și mai ales în cazul prelucrărilor bidimensionale.

Apariția algoritmelor cunoscute sub numele de *FFT* (Fast Fourier Transform), alogaritme care fac mare economie de timp de calcul și de memorie, fac foarte eficientă filtrarea în domeniul spectral. Întrucît alogaritmul *FFT* este descris pe larg în numeroase lucrări, ca de exemplu [8], [9], în acest articol ne vom limita la prezentarea ideii care stă la baza acestuia.

În relația (17), notînd $w = e^{-i(2\pi/N)}$, obținem

$$Y_K = \sum_{j=0}^{N-1} x_j w^{Kj}. \tag{20}$$

Să presupunem că secvența $x_0, \ldots, x_N$ conține un număr de eșantioane egal cu o putere a lui 2 și să împărțim secvența inițială în două blocuri: u_1, compusă din eșantioanele de rang par, și v_1, compusă din eșantioanele de rang impar :

$$\begin{aligned} u_l &= x_{2l} \\ v_l &= x_{2l+1} \end{aligned} \qquad l = 0, 1, \ldots, \frac{N}{2} - 1. \tag{21}$$

Transformatele Fourier discrete ale acestor blocuri sînt :

$$\begin{aligned} U_K &= \sum_{l=0}^{N/2-1} u_l (w^2)^{lK} \\ V_K &= \sum_{l=0}^{N/2-1} v_l (w^2)^{lK}. \end{aligned} \tag{22}$$

Transformata Fourier a secvenței inițiale, scrisă în termenii lui u_l și v_l este :

$$Y_K = \sum_{l=0}^{N/2-1} u_l (w^2)^{Kl} + w^K \sum_{l=0}^{N/2-1} v_l (w^2)^{lK} = U_K + w^K V_K. \tag{23}$$

Transformatele Fourier ale blocurilor pot fi calculate prin metoda directă cu $(N/2)^2$ operaţii fiecare (prin operaţie înţelegem o operaţie compusă dintr-o adunare şi înmulţire), iar combinarea acestora pentru a obţine transformata secvenţei întregi necesită în plus N operaţii, deci în total $N + (N/2)^2$ operaţii.

Calculul direct al lui Y_K ar necesita N^2 operaţii, şi astfel prin formula (23) se obţine o reducere a numărului de operaţii cu factorul

$$\frac{N + (N/2)^2}{N^2}$$

din care se vede că pentru N mare reducerea este aproape la jumătate.

Întrucît $N/2$ este de asemenea divizibil cu 2, calculul lui U'_K şi V_K poate fi redus în acelaşi mod ca şi pentru Y_K. Astfel, calculul lui Y_K poate fi redus în mod succesiv la calculul unor transformate Fourier discrete pentru blocuri din ce în ce mi mici din care va rezulta o economie totală de operaţii din ce în ce mai mare.

Cînd N este egal cu o putere a lui 2, algoaritmul FFT necesită un număr de operaţii proporţional cu $N\log_2 N$, faţă de N^2 numărul necesar pentru calculul direct.

Pentru realizarea operaţiilor de filtrare în domeniul spectral a fost scris un program în limbajul FORTRAN IV, care a fost testat mai întîi pe date teoretice şi apoi pe date reale atît în cazul unidimensional cît şi în cazul bidimensional.

VERIFICAREA PE MODELE TEORETICE

Pentru aprecierea fidelităţii metodelor de filtrare am făcut verificări pe corpuri de forme geometrice simple. Am luat în considerare exemplele tipice pentru cazurile tridimensionale şi bidimensional — sfera şi cilindrul orizontal infinit — pentru care am calculat valorile cîmpului gravitaţional la diverse nivele şi a derivatelor de ordinul întîi şi doi şi, apoi, le-am comparat cu cele obţinute indirect cu ajutorul filtrelor.

Primul caz teoretic studiat a fost acela al unei sfere cu centrul la 5000 m şi avînd o masă aparentă M de o valoare astfel ca produsul ei prin constanta gravitaţiei G să fie $MG = 5.10^9$ u.c.g.s.

În figura 2 este prezentat efectul sferei pe profilul central OX pe care îl socotim în planul $z = 0$. De la valorile din acest plan s-au calculat prin problemă directă şi prin filtrare :

— valorile efectului gravitaţional al sferei în planul superior $Z = 2000$ m, profilul OX fiind reprezentat în figura 3 ;

— valorile cîmpului în planul inferior $z = 2000$ m, profilul OX fiind dat în figura 4 ;

— valorile derivatei de ordinul întîi g_z, profilul OX fiind reprezentat în figura 5 ;

— valorile derivatei a doua g_{zz}, cu reprezentarea grafică a profilului OX în figura 6.

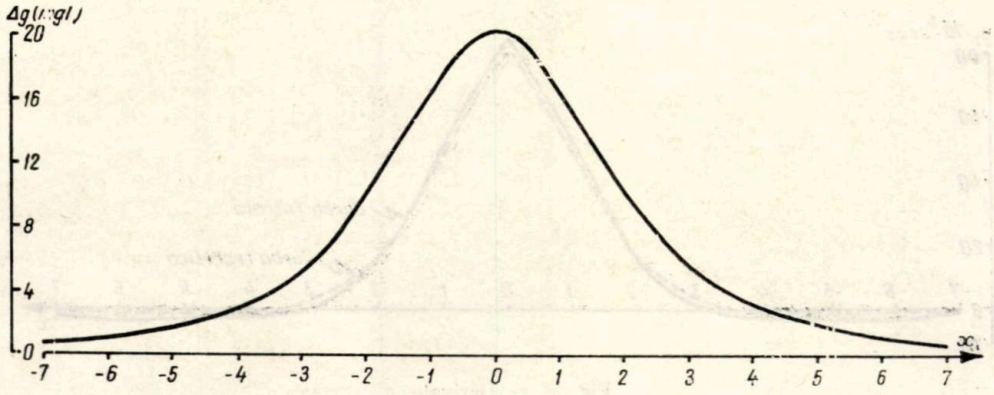


Fig. 2. — Anomalia $\Delta g(x, 0, 0,)$ produsă de o sferă.

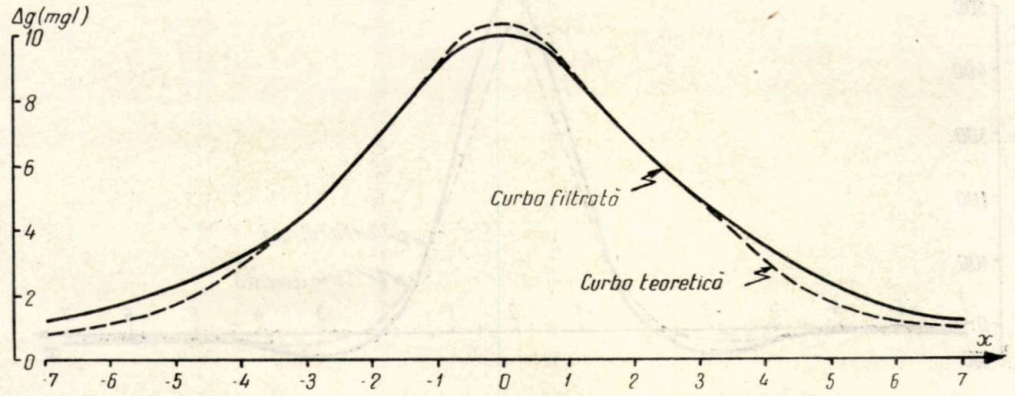


Fig. 3. — Anomalia $\Delta g(x, 0, 2000)$ continuată în sus.

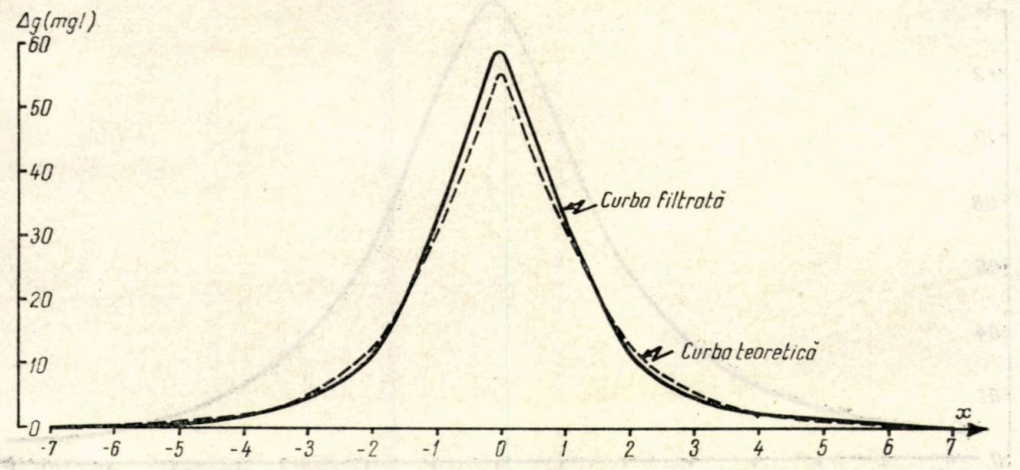


Fig. 4. — Anomalia $\Delta g(x, 0, 2000)$ continuată în jos.

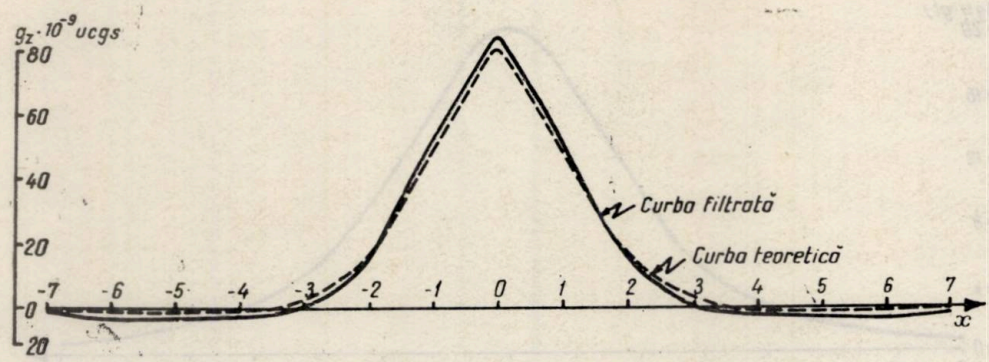


Fig. 5. — Derivata g_z.

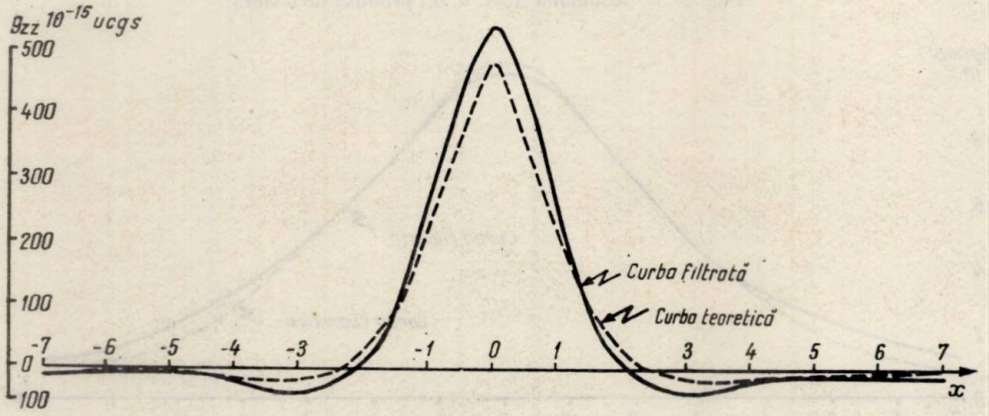


Fig. 6. — Derivata g_{zz}.

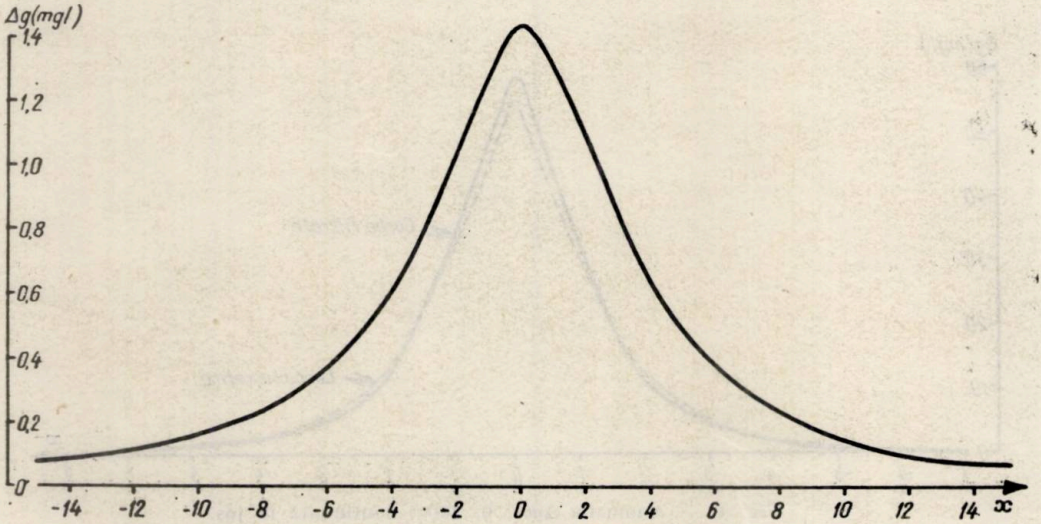


Fig. 7. — Anomalia $\Delta g(x, 0)$ produsă de un cilindru.

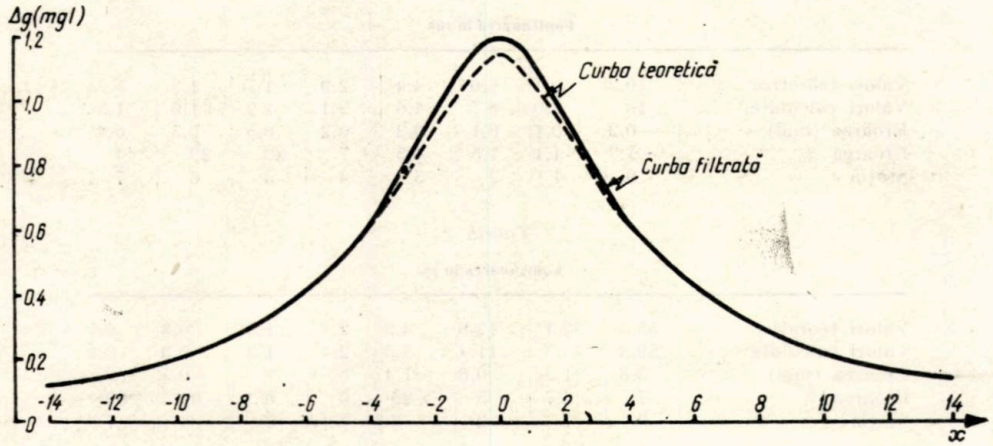


Fig. 8. — Anomalia $\Delta g(x, 2000)$ continuată în sus.

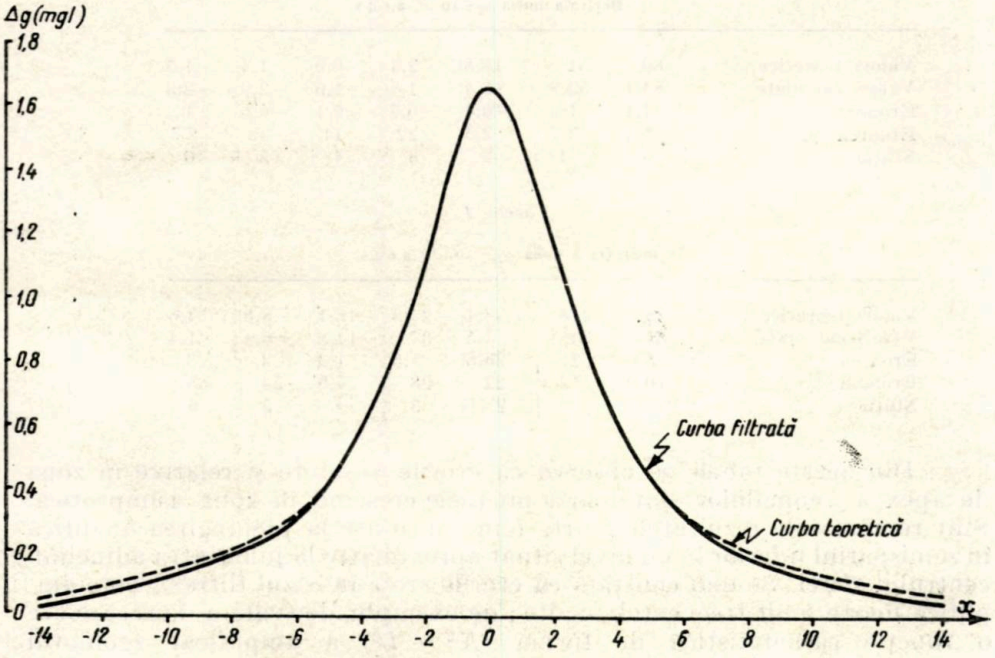


Fig. 9. — Anomalia $\Delta g(x, 100)$ continuată în jos.

Valorile obţinute pe profilul OX în toate cazurile reprezentate mai sus sînt date în tabelele 1, 2, 3, 4.

Tabela 1

Continuarea în sus

Valori teoretice	10,2	9,1	6,6	4,4	2,9	1,7	1,3	0,9
Valori calculate	10	9,0	6,7	4,6	3,1	2,2	1,6	1,3
Eroarea (mgl)	−0,2	−0,1	0,1	0,2	0,2	0,5	0,3	0,4
Eroarea %	−1,9	−1,1	1,5	4,5	7	29	23	44
Staţia	0	1	2	3	4	5	6	7

Tabela 2

Continuarea în jos

Valori teoretice	55,5	32,1	12,0	4,9	2,4	1,3	0,8	0,5
Valori calculate	59,3	33,3	11,4	3,5	2,4	1,3	0,3	0,2
Eroarea (mgl)	3,8	1,2	−0,6	−1,4	0	0	−0,5	−0,3
Eroarea %	7	3,7	−5	−29	0	0	−61	−60
Staţia	0	1	2	3	4	5	6	7

Tabela 3

Derivata întîia $g_z \times 10^{-9}$ u.c.g.s.

Valori teoretice	80	51	15,8	2,4	−0,9	−1,4	−1,3
Valori calculate	84,1	52,9	15,4	1,7	−1,0	−2,0	−2,3
Eroarea	4,1	1,9	−0,4	−0,7	−0,1	−0.6	−1
Eroarea %	5,1	3,7	−2,5	−22	−11	−43	−77
Staţia	0	1	2	3	4	5	6

Tabela 4

Derivata a doua $g_{zz} \times 10^{-15}$ u.c.g.s.

Valori teoretice	489	218	34,1	−24,5	−16,1	−8,6	−4,6
Valori calculate	542	245	7,5	−37	−14,8	−6,4	−1,4
Eroarea	53	27	−26,6	− 7,5	1,3	2	−3
Eroarea %	10,9	12,3	−22	−28	7,9	23	65
Staţia	0	1	2	3	4	5	6

Din aceste tabele se observă că erorile absolute şi relative în zona de apex a anomaliilor sînt foarte mici, ele crescînd în zona asimptotică. Sînt remarcabile rezultatele foarte bune obţinute la prelungirea analitică în semispaţiul inferior la un nivel situat aproximativ la jumătatea adîncimii centrului sferei. Se mai constată că erorile cresc în cazul filtrelor care amplifică foarte mult frecvenţele înalte; de exemplu, derivata a doua care are o funcţie caracteristică de formă $(K^2 + L^2)$ a amplificat zgomotul întîmplător din datele iniţiale, astfel că erorile relative în zona de apex sînt cuprinse între 10,9% şi 22%.

În privinţa erorilor mari din zona asimtotică a anomaliilor, trebuie să se aibă în vedere valorile mici la care ele se referă şi faptul că periodicitatea seriilor Fourier folosite îşi face simţită prezenţa în această regiune.

Ţinînd seama de faptul că, în cazul real, este interesantă tocmai porţiunea de maxim a anomaliilor, rezultă că utilizarea filtrelor bidimensionale la prelucrarea hărţilor gravimetrice dă rezultate foarte bune.

Pentru ilustrarea modului de comportare a filtrelor în cazul bidimensional, am folosit un cilindru orizontal infinit avînd axa situată la adîncimea $a = 700$ m, raza $R = 400$ m, şi contrastul de densitate $\Delta\rho = 0{,}15$ g/cm^2 al cărui efect gravitaţional este reprezentat în figura 7. În figura 8 şi figura 9 s-au reprezentat valorile cîmpului calculat teoretic şi prin filtrare la nivelul superior $z = 200$ m şi inferior $z = 100$ m. Valorile lor sînt reprezentate în tabelele 5 şi 6.

Tabela 5

Continuarea în sus

Valori teoretice	1,16	1,06	0,93	0,79	0,62	0,49	0,40	0,32	0,26
Valori calculate	1,19	1,12	0,97	0,79	0,64	0,50	0,40	0.33	0,27
Eroarea (mgl)	0,03	0,06	0,04	0,02	0,02	0,01	0	0,01	0,01
Eroarea %	2,6	5,7	4,3	2,6	3,2	2	0	3,1	4
Staţia	0	1	2	3	4	5	6	7	8

Valori teoretice	0,22	0,19	0,16	0,14	0,12	0,10	0,09	0,08
Valori calculate	0,23	0,20	0,17	0,15	0,13	0,12	0,11	0,10
Eroarea (mgl)	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02
Eroarea %	4,5	5,3	6,2	7,1	8,3	20	22	25
Staţia	9	10	11	12	13	14	15	16

Tabela 6

Continuarea în jos

Valori teoretice	1,67	1,51	1,16	0,84	0,60	0,44	0,33	0,26	0,21
Valori calculate	1,68	1,51	1,14	0,84	0,59	0,44	0,31	0,26	0,19
Eroarea (mgl)	0,01	0	0,02	0	−0,01	0	0,02	0	−0,02
Eroarea %	0,6	0	1,8	0	−1,7	0	6,1	0	−9,5
Staţia	0	1	2	3	4	5	6	7	8

Valori teoretice	0,17	0,14	0,12	0,10	0,08	0,07	0,06
Valori calculate	0,16	0,14	0,10	0,08	0,09	0,05	0,05
Eroarea (mgl)	−0,01	0	−0,02	−0,02	0,01	−0,02	−0,01
Eroarea %	−5,9	0	−17	−20	13	−29	−17
Staţia	9	10	11	12	13	14	15

Şi în acest caz se constată o suprapunere foarte bună a curbelor teoretice şi filtrate; erorile relative sînt, pentru zona centrală a anomaliei, sub 10%. În zona asimptotică erorile cresc, dar, ca şi în cadrul sferei, trebuie avut în vedere valoarea mică a anomaliei la care se referă şi să se ţină seama de periodicitatea seriilor Fourier. Deci, utilizarea filtrelor unidimensionale la prelucrarea anomaliilor generate de corpuri bidimensionale poate fi considerată că dă rezultate bune.

CONCLUZII

Scopul lucrării a fost studierea aplicabilităţii filtrelor la prelucrarea prospecţiunii gravimetrice.

S-au stabilit funcţiile de transfer ale filtrelor corespunzătoare continuării analitice a cîmpului gravitaţional în semispaţiul superior, inferior şi a derivatelor în raport cu verticala.

Metoda filtrării în domeniul spectral folosind alogaritmul *FFT* s-a dovedit a fi foarte eficientă din punct de vedere al timpului şi preciziei de calcul, în special în cazul prelucrărilor bidimensionale. Se pot obţine într-un timp foarte scurt hărţi gravimetrice secundare, ceea ce oferă interpretatorului mai multe variante de decizii.

Primită la redacţie la 20 septembrie 1971

USE OF SPECTRAL ANALYSIS TO THE PROCESSING OF GRAVIMETRIC DATA

(Abstract)

One of the most important problems in the interpretation of the gravity data is the separation of the data according to the different geological structures which they characterize. Various methods were elaborated to perform this separation : analytic continuation, study of the derivatives and others. For each operation various filters were proposed. For the fast computation of these filters an FFT method was used. These filters were applied to theoretical anomalies and their accuracy was tested.

BIBLIOGRAFIE

1. Dean W. C., *Frequency analysis for gravity and magnetic interpretation.* Geophysics, *23*, 97—127 (1958).
2. Meskó A., *Some notes concerning the frequency analysis for gravity interpretation.* Geophysical Prospecting, *13*, 475—488 (1965).
3. Meskó A., *Two — dimensional filtering and the second derivative method.* Geophysics, *31*, 606—617 (1966).
4. Darby E. K., *The analysis and design of two — dimensional filtres for two — dimensional data.* Geophysical Prospecting, *15*, 383—406 (1967).
5. Bhattacharyya B. K., *Some general properties of potentiel fields in space and frequency domain : a review.* Geo-exploration, *5*, 127—143 (1967).
6. Erdélyi A., W. Magnus, F. Oberhettinger, F. G. Tricomi, *Tables of integral transforms.* Mc Graw — Hill, New York, 451 pg., 1954.
7. Jung K., *Schwerkraftverfahren in der Angewandten Geophysik*, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 348 pg. 1961.
8. Bernard G., Ch. M. Rader, *Digital processing of signals.* Mc-Graw-Hill, New York, 269 pg., 1969.
9. Cooley, J. W., P. Lewis, P. Welch, *The Fast Fourier Transform and its applications.* IBM, Res. Paper, *9* (1967).

SIMULAREA PRODUCERII CUTREMURELOR INTERMEDIARE DIN VRANCEA ŞI CARACTERISTICILE LOR INFORMAŢIONALE

DE

G. PURCARU şi D. ZORILESCU

Institutul de cercetări miniere, Calea Victoriei nr. 220, Bucureşti

INTRODUCERE

În scopul simulării producerii cutremurelor intermediare din Vrancea, se defineşte mai întîi, modelul statistico-matematic al proceselor seismice din această regiune.

Acest model care a fost dat în lucrări anterioare, s-a realizat prin analize statistico-matematice efectuate asupra principalelor caracteristici seismice : numărul de cutremure în unitatea de timp, intervalul de timp dintre două cutremure succesive, magnitudinea cutremurelor.

Utilizînd tehnica numerelor aleatoare (Metoda Monte Carlo) în prima parte a lucrării s-a efectuat o simulare a modelului, adică o simulare a succesiunii de cutremure ce se produc în Vrancea în decursul timpului.

Pe baza datelor simulate, care pot fi ca volum oricît de mare dorim, se pot face predicţii şi calcula unele riscuri seismice.

În felul acesta se întregesc datele statistice ale cutremurelor deja produse cu date noi care păstrează aceleaşi caracteristici globale ale seismicităţii regiunii.

În partea a doua a lucrării se introduc şi se calculează caracteristicile informaţionale ale cutremurelor : entropia şi energia informaţională.

1. DEFINIREA MODELULUI STATISTICO-MATEMATIC AL PROCESELOR SEISMICE DIN VRANCEA

În lucrarea lor „Principiile şi punerea în valoare a procedeelor de simulare (Metoda Monte Carlo), Vielledent şi Tincelin, [1], spun : recurgerea la modele este o necesitate naturală a spiritului uman, un efort

ST. CERC. GEOL., GEOGR., GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 1. P. 87–102, BUCUREŞTI, 1972.

de simplificare şi sinteză care permite să se domine complexitatea realităţii".

Într-adevăr, deseori omul a recurs la modele pentru a-şi putea reprezenta realitatea şi pentru ca pe baza acestei reprezentări să facă ipoteze noi, să verifice altele vechi, să facă prognoze asupra desfăşurării viitoare a unor fenomene sau procese, să ia decizii.

Reprezentarea realităţii prin modele se poate face în diferite feluri.

Fenomenele naturale, în particular fenomenul producerii cutremurelor de pământ, pot fi modelate în general prin modele statistice.

În acest sens, avem în vedere caracteristicile principale ale fenomenului procesului studiat.

Analiza statistică a acestor caracteristici va conduce la determinarea legilor de repartiţie. Parametrii repartiţiilor (în special media şi varianţa) pot fi folosiţi în problemele de predicţie sau de comparare a proceselor sau fenomenelor naturale. Din acest studiu va rezulta modelul statistico-matematic al procesului sau fenomenului respectiv.

În lucrările [2] şi [3] am demonstrat pe baza datelor seismelor produse în centrul Vrancea între anii 1937—1962 că magnitudinile cutremurelor de pământ urmează o lege de repartiţie lognormală.

S-a calculat pentru repartiţia logaritmilor magnitudinilor parametrii :

$$\text{Media } \log \gamma = 0{,}59987$$

$$\text{varianţa } \sigma^2_{\log} = 0{,}004489$$

din care s-au dedus următorii parametrii ai repartiţiei magnitudinilor

$$\text{media } m = \gamma e^{\sigma^2_{\ln}/2} = 3{,}99$$

$$\text{varianţa } \sigma^2_M = m^2(e^{\sigma^2_{\ln}} - 1) = 0{,}416.$$

Densitatea de probabilitate a repartiţiei magnitudinilor cutremurelor din Vrancea, este

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_{\ln} \cdot x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln x - \ln \gamma)^2}{2\sigma^2_{\ln}}},$$

unde $\ln \gamma$ şi $\sigma^2_{\ln}$ se referă la logaritmii naturali şi se pot calcula cu uşurinţă din valorile lui $\log \gamma$, şi $\sigma^2_{\log x}$ prin transformarea logaritmilor din baza zece în baza „e". De asemenea s-a determinat relaţia dintre numărul mediu anual de cutremure de o anumită magnitudine sub forma :

$$\log \lambda(M) = -10{,}39 + 37{,}01 \log M - 31{,}44 (\log M)^2$$

relaţie mult mai aproape de realitate.

Acest rezultat ce contrazice legea lui Gutenberg *), a fost obținut în urma analizei statistico-matematice a magnitudinilor. Ipoteza repartiției lognormale a fost verificată cu ajutorul testului de concordanță χ^2.

Un rezultat asemănător, a fost obținut independent, de Neunhöfer în [4], care face o critică a ajustării liniare a curbelor de distribuție a energiilor cutremurelor.

Legea de distribuție lognormală a magnitudinilor sau energiilor cutremurelor conduce la obținerea unor valori mai exacte pentru caracteristicile ce definesc seismicitatea unei regiuni sau pentru parametrii ce definesc riscurile seismice corespunzătoare [3].

Tot în lucrările [2] și [3] am demonstrat teoretic, modelînd fenomenul producerii seismelor ca un fenomen de naștere-moarte, că numărul de cutremure în unitatea de timp urmează o lege de repartiție Poisson.

În plus s-a arătat că intervalul de timp dintre două cutremure succesive urmează o lege de repartiție exponențială cu parametru $\lambda = 0{,}034$, și densitatea de probabilitate

$$f(x) = 0{,}034\ e^{-0{,}034\,x}\ .$$

Aceste rezultate ne ajută să tragem următoarea concluzie despre fenomenul producerii cutremurelor în Vrancea. Fenomenul producerii cutremurelor de pămînt din Vrancea poate fi modelat printr-un model statistico-matematic definit de următoarele caracteristici:

1°. Cutremurele de pămînt exceptînd replicile, se produc în mod independent și aleator **).

2°. Declanșarea cutremurelor în timp urmează o repartiție Poisson.

3°. Intervalele de timp dintre două cutremure succesive urmează o lege de repartiție exponențială negativă cu parametru $\lambda = 0{,}034$.

4°. Caracteristica principală a cutremurelor (magnitudine) urmează o lege de repartiție lognormală cu parametrii $\gamma = 3{,}98$ și $\sigma^2_{\log} = 0{,}004489$.

Acest model împreună cu legile de repartiție corespunzătoare formează modelul „statistico-matematic" al producerii cutremurelor din Vrancea.

2. SIMULAREA PROCESELOR SEISMICE DIN VRANCEA

În scopul efectuării unor previziuni în viitor, vom simula desfășurarea procesului seismic pe o perioadă de timp stabilită.

Deoarece am definit un model statistico-matematic al procesului, vom simula acest model, adică vom determina două șiruri de numere aleatoare unul care să reprezinte magnitudinile iar cel de-al doilea intervalele de timp dintre două cutremure succesive. Se va ține seama de repartițiile acestor caracteristici și de un alt rezultat obținut în [3] și anume independența mutuală a magnitudinilor și intervalelor de timp dintre cutremure.

*) Legea lui Gutemberg presupune repartiția exponențială a magnitudinilor.

**) În studiu s-au considerat numai șocurile principale, fiind eliminate replicile.

Pentru realizarea simulării, vom analiza următoarele probleme :

A — Generalităţi asupra simulării şi metodei Monte Carlo (metoda numerelor aleatoare).

B — Construcţii de şiruri de numere pseudoaleatoare cu repartiţii exponenţiale şi lognormale.

C — Simularea magnitudinilor cutremurelor şi a intervalelor dintre două cutremure succesive.

D — Concluzii asupra simulării efectuate.

A. GENERALITĂŢI ASUPRA SIMULĂRII ŞI METODEI MONTE CARLO (METODA NUMERELOR ALEATOARE)

Simularea constă în înlocuirea realităţii prin modele şi deci în studierea acestei realităţi prin studiul parametrilor modelului, ceea ce permite să se obţină cu minimum de efort rezultate mult mai rapide şi mai bogate în informaţii.

Pentru aceasta se face mai întîi o analiză detaliată a realităţii pentru a reprezenta cît mai real parametrii aleatori ce o definesc.

Metoda numerelor aleatoare sau aşa cum a fost numită de statisticienii americani Metropolis şi Ulam în [5] „Metoda Monte Carlo" dă posibilitatea simulării fie a metodelor deterministe (analitice) fie a celor statistice folosind unele caracteristici statistice aleatoare ale unor fenomene întîmplătoare.

În scopul asigurării unui caracter ştiinţific, s-au întocmit tabele de numere aleatoare cu ajutorul maşinilor electronice de calcul.

Astfel au fost întocmite tabele de numere aleatoare uniform repartizate pe intervalul (0,1), care la rîndul lor stau la baza întocmirii unor noi tabele de numere pseudoaleatoare care urmează anumite legi de repartiţie stabilite dinainte. Nu vom insista mai departe asupra teoriei numerelor aleatoarea deoarece nu face obiectul acestui studiu ; vom descrie însă metoda de construire a unor şiruri de numere ce urmează anumite legi de repartiţie, deoarece acestea vor fi folosite în simularea proceselor seismice din regiunea Vrancea.

B. CONSTRUCŢII DE ŞIRURI DE NUMERE PSEUDOALEATOARE CU REPARTIŢII EXPONENŢIALE ŞI LOGNORMALE

În urma efectuării unor experienţe apar numere aleatoare într-o ordine oarecare, şi anume în ordinea efectuării experienţelor.

În lucrarea sa [7], O. Onicescu arată că rezultatele unei experienţe efectuate succesiv au cîteva aspecte specifice :

O anumită regularitate după care se poate recunoaşte că este un anume şir de rezultate.

Regularitatea constă în faptul că valorile diferă puţin unele de altele (dacă este vorba de o măsurătoare) şi abaterile de la valoarea medie urmează o lege gaussiană.

Dacă ne referim la şiruri de numere aleatoare ce au o anume lege de repartiţie atunci ele au o regularitate „în probabilitate" care este caracteristică pentru fiecare din ele.

2° O anume iregularitate care face ca fiecare rezultat să fie neprevizibil.

Dacă pentru un şir de numere aleatoare am putea prevedea unul din termenii săi în funcţie de premergătorii atunci şirul nu ar mai fi aleator.

Dacă considerăm şirul numerelor aleatoare generat de o variabilă aleatoare (de exemplu şirul valorilor magnitudinilor cutremurelor de pământ produse de o zonă focală), atunci acest şir aleator evidenţiază sub formă statistică toate caracteristicile proprii ale variabilei aleatoare (teorema lui Glivenko, [9]). În cazul fenomenelor naturale se poate face următoarea afirmaţie: „un şir aleator generat de o caracteristică aleatoare, definitorie a unui fenomen natural, evidenţiază sub formă statistică toate caracteristicile proprii ale fenomenului".

Un şir de realizări ale unei variabile aleatoare ne dă toate informaţiile statistice pe care le reprezintă funcţia sa de repartiţie, în particular ne dă toate valorile medii.

În studiul fenomenelor seismice întîlnim următoarele variabile aleatoare:

N — numărul de cutremure dintr-o unitate de timp.

τ — intervalul de timp dintre două cutremure succesive.

M — magnitudinea cutremurelor, sau

E — energia cutremurelor.

Pot fi studiate şi alte variabile ca amplitudinea A sau perioada T ale înregistrărilor seismelor la o staţie dată. Studiul statistic al valorilor luate în decursul timpului de către aceste variabile aleatoare (variabile seismice) ne va da toate informaţiile statistice despre seismicitatea unei regiuni.

Parametrii repartiţiilor acestor variabile seismice pot constitui parametrii ai seismicităţii regiunii.

Aşa cum s-a arătat în lucrarea [2] sau în lucrarea lui Welkner [9], studiul statistic al acestor variabile aleatoare poate servi la determinarea şi a unor riscuri seismice.

În continuare vom indica modul de construire a şirurilor pseudoaleatoare ce urmează legi de repartiţie exponenţială şi lognormală. Vom indica mai întîi metoda de construire a şirurilor de numere aleatoare cu repartiţie dată, în cazul general.

Fie $f(x)$ densitatea de probabilitate sau $F(y)$ funcţia de repartiţie a şirului ce dorim să-l construim. Considerăm că avem un tabel de numere aleatoare $\{X_n\}_{n\in N^*}$ uniform repartizate pe intervalul (0,1). Astfel de tabele sînt construite şi date în literatura de specialitate.

Problema ce ne-o punem este de a construi un şir de numere aleatoare $\{y_n\}_{n\in N^*}$ ce au o densitate de probabilitate $f(u)$ sau o funcţie de distribuţie $F(y_n)$.

Aceste numere se calculează cu relaţia

$$x_n = \int_{-\infty}^{y_n} f(u)\,du \; ; \qquad n \in N^*$$

sau cu relaţia

$$x_n = F(y_n) \; ; \qquad n \in N^*.$$

În cazuri concrete se determină funcția inversă

$$y_n = F^{-1}(x_n), \qquad n \in N^*.$$

Cunoscînd valorile x_n din tabela numerelor aleatoare se calculează cu ușurință y_n.

Determinarea unui șir de numere pseudoaleatoare repartizate exponențial. Se știe că funcția de repartiție exponențială este

$$F(y) = \begin{cases} 0 & \text{pentru } y < 0 \\ 1 - e^{-\lambda y} & \text{pentru } y \geqslant 0, \end{cases}$$

unde λ este parametrul repartiției.

Relația pentru calculul numerelor aleatoare cu repartiție exponențială se obține din :

$$x_n = 1 - e^{-\lambda y_n}$$

adică

$$y_n = -\frac{1}{\lambda} \ln (1 - x_n)$$

sau în logaritmi zecimali :

$$y_n = -\frac{1}{\lambda \log e} \log (1 - x_n).$$

Cum $\log e = 0{,}4343$ iar $1/\log e = 2{,}302$ relația de mai sus se scrie :

$$y_n = -\frac{2{,}302}{\lambda} \log (1 - x_n). \qquad (I)$$

Determinarea unui șir de numere pseudoaleatoare repartizate lognormal. Determinarea șirurilor de numere pseudoaleatoare lognormale nu a făcut obiectul lucrărilor de specialitate deoarece, probabil, s-a considerat că se obțin ca o consecință a metodei determinării șirurilor pseudoaleatoare cu repartiție normală $N(m, \sigma)$.

Totuși, datorită caracterului specific al lognormalității, am considerat necesară determinarea formulei cu ajutorul căreia să se calculeze direct numere aleatoare ce urmează o asemenea lege de repartiție, și aceasta cu atît mai mult cu cît are o largă răspîndire în studiul fenomenelor naturale sau sociale.

În lucrarea [11], am descris această metodă pe larg iar în [12] am efectuat o analiză completă a repartiției lognormale.

A determina şirul $\{y_n\}_{n\in N^*}$ cu repartiţie lognormală, înseamnă a determina şirul $\{\ln y_n\}_{n\in N^*}$ cu repartiţie normală.
Notăm

$$Z_n = \ln y_n.$$

Prin urmare trebuie să determinăm un şir $\{Z_n\}_{n\in N^*}$ care urmează o repartiţie normală cu media $\mu = \ln\gamma$ şi varianţa $\sigma^2_{\ln}$ date dinainte. (Varianţa este calculată în logaritmi naturali).

Se formează mai întîi un şir de numere aleatoare $\{U_n\}_{n\in N^*}$ cu repartiţie normală N (0,1), adică cu medie zero şi varianţa 1.

Cu ajutorul aceleiaşi tabele de numere aleatoare, x_n uniform repartizate pe (0,1), se determină şirul $\{U_n\}_{n\in N^*}$ din formula :

$$\Phi\ (U_n) = x_n - \frac{1}{2},$$

unde Φ este funcţia lui Laplace care este tabelată.
Transformarea

$$Z_n = \sigma_{\ln}\cdot U_n + \mu$$

va genera şirul $\{Z_n\}_{n\in N^*}$ repartizat $N\ (\mu,\ \sigma_{\ln})$.

Valorile şirului $\{y_n\}_{n\in N^*}$ se obţin din relaţia

$$\ln\ y_n = \sigma_{\ln}\cdot U_n + \mu,$$

adică

$$y_n = e^{\sigma_{\ln}\cdot U_n + \mu}.$$

Cum $\mu = \ln\gamma$ se găseşte

$$y_n = \gamma e^{\sigma_{\ln}\cdot U_n}. \qquad (II)$$

Prin urmare dîndu-ne γ şi $\sigma_{\ln}$, după determinarea unui şir de numere aleatoare $\{U_n\}_{n\in N^*}$ repartizate N (0,1), se poate determina cu relaţia precedentă (II), un şir de numere aleatoare $\{y_n\}_{n\in N^*}$, cu repartiţie lognormală.

Media şi varianţa valorilor nelogaritmate se calculează cu formulele :

$$m = \gamma e^{\frac{1}{2}\sigma^2_{\ln}},$$

$$\sigma = m^2\ (e^{\sigma^2_{\ln}} - 1).$$

Deoarece, în general, se lucrează cu logaritmi zecimali, vom transforma pe $\sigma^2_{\ln}$ în funcţie de aceşti logaritmi :

$$\sigma^2_{\ln} = \frac{\Sigma(\ln x - \ln \gamma)^2}{n-1} = \frac{1}{(\log e)^2} \cdot \frac{\Sigma(\log x - \log\gamma)^2}{n-1}.$$

$$\text{Cum } \frac{1}{\log e} = 2{,}302, \text{ rezultă}$$

$$\sigma^2_{\ln} = 5{,}3\ \sigma^2_{\log} \text{ sau } \sigma_{\ln} = 2{,}302\ \sigma_{\log}.$$

Formula II se scrie

$$y_n = \gamma e^{2{,}302\,\sigma_{\log} \cdot U_n}.$$

Logaritmînd se obţine o formulă mai convenabilă pentru calcule.

$$\log y_n = \log \gamma + \sigma_{\log} \cdot U_n. \qquad \text{(III)}$$

Cunoscînd pe $\log \gamma$, $\sigma_{\log}$ şi şirul de numere aleatoare $\{U_n\}_{n\in N^*}$ repartizat $N(0,1)$ se poate determina prin antilogaritmare şirul $\{y_n\}_{n\in N^*}$.

C. SIMULAREA INTERVALULUI DE TIMP DINTRE CUTREMURELE SUCCESIVE ŞI A MAGNITUDINII CUTREMURELOR CE SE VOR PRODUCE ÎN VRANCEA

Am arătat în partea întîi a lucrării că intervalul de timp dintre două cutremure succesive, τ_n, urmează o repartiţie exponenţială negativă cu parametrul

$$\lambda = 0{,}034.$$

De asemenea s-a arătat că magnitudinea M_n a cutremurelor urmează o repartiţie lognormală cu parametrii

$$\log \gamma = 0{,}59987 \approx 0{,}60 \text{ şi}$$

$$\sigma_{\log} = 0{,}067.$$

Prin urmare pentru simularea valorilor acestor caracteristici vom folosi formulele (II) şi (III) pe care le retranscriem mai jos după introducerea parametrilor repartiţiilor

$\tau_n = -67{,}7 \log (1-x_n)$ pentru repartiţie exponenţială (I) şi $\log M_n = 0{,}600 + 0{,}067\ U_n$ pentru repartiţie lognormală (III). Rezultatele calculelor sînt prezentate în tabela 1.

Tabela 1

CATALOG ALEATOR AL CUTREMURELOR INTERMEDIARE DIN VRANCEA

DENUMIREA			
Nr.	Rezultatele simulării cutremurelor		
crt.	τ (zile)	τ (cumulat)	M
1	2	3	4
1	30,80	30,80	4,049
2	5,21	36,01	3,401
3	16,32	52,33	4,703
4	15,10	67,43	4,157
5	50,91	118,34	3,096
6	47,05	165,39	3,848
7	15,00	180,39	3,646
8	30,06	210,45	3,454
9	20,24	230,69	3,842
10	44,55	275,24	4,609
11	8,06	283,30	5,296
12	34,46	317,76	3,743
13	13,34	331,10	3,144
14	0,88	331,98	4,157
15	5,69	337,67	3,944
16	14,49	352,16	5,590
17	30,26	382,42	3,585
18	59,51	441,93	5,312
19	182,79	624,72	4,888
20	76,16	700,88	4,062
21	12,39	713,27	3,546
22	6,77	720,04	4,681
23	13,61	733,65	3,993
24	125,52	859,17	4,307
25	42,11	901,28	4,574
26	33,71	934,99	5,521
27	45,90	980,89	5,064
28	39,13	1020,02	2,000
29	3,99	1024,01	4,667
30	23,56	1047,57	4,208
31	2,64	1050,21	3,449
32	36,02	1086,23	4,776
33	80,83	1167,06	3,789
34	61,88	1228,94	4,024
35	8,94	1237,88	3,243
36	24,03	1261,91	4,442
37	6,50	1268,41	3,016
38	21,33	1289,74	3,334
39	170,81	1460,55	3,524
40	11,31	1471,86	4,469
41	27,69	1499,55	4,241
42	2,91	1502,46	3,476
43	8,26	1510,72	3,964
44	105,14	1615,86	3,303
45	82,73	1698,59	3,288
46	26,74	1725,33	4,761
47	66,55	1791,88	3,508
48	6,03	1797,91	3,288
49	5,82	1803,73	3,668
50	10,43	1814,16	4,248
51	57,82	1871,98	4,068
52	8,53	1880,51	4,037
53	31,21	1911,72	3,981
54	2,23	1913,72	3,178
55	13,40	1927,35	4,274
56	19,16	1946,51	4,660
57	34,53	1981,04	3,902
58	14,08	1995,12	4,546
59	4,67	1999,79	3,872
60	92,55	2092,34	4,631
61	70,00	2162,34	4,327
62	72,85	2235,19	3,819
63	38,05	2273,24	2,902
64	15,74	2289,08	4,783
65	9,14	2298,22	4,261
66	11,29	2299,51	4,964
67	8,46	2307,97	4,106
68	38,72	2346,69	4,617
69	82,26	2428,95	4,703
70	2,57	2431,52	3,848
71	94,64	2526,16	3,890
72	44,55	2575,52	4,195
73	4,81	2575,52	4,195
74	3,66	2579,18	4,532
75	45,09	2624,27	2,686
76	16,04	2640,31	4,189
77	16,25	2656,56	3,248
78	14,76	2671,32	4,248
79	1,48	2672,81	4,469
80	2,57	2675,38	3,766
81	4,41	2679,79	4,518
82	110,89	2790,68	3,861
83	25,25	2815,93	3,365
84	54,84	2870,77	4,125
85	12,25	2883,02	4,971
86	9,27	2892,29	3,926
87	21,73	2914,02	3,417
88	28,84	2942,86	4,918
89	170,8	3131,67	4,189
90	51,9	3165,26	3,268
91	20,45	3185,71	3,983
92	125,52	3311,23	3,914
93	8,60	3319,83	3,987
94	7,18	3327,01	4,820
95	1,35	3328,36	3,557
96	35,20	3363,56	4,138
97	19,50	3383,06	5,642
98	20,31	3403,37	4,710
99	10,49	3413,86	3,789
100	73,52	3487,38	3,646
101	14,89	3502,27	4,267
102	67,09	3569,36	4,880
103	116,51	3685,87	4,483
104	33,17	3719,04	3,016
105	1,42	3720,46	4,138
106	4,67	3725,13	3,993
107	7,85	3732,98	4,414
108	11,85	3744,83	3,772
109	11,92	3756,75	4,320
110	0,14	3756,89	3,854

1	2	3	4	1	2	3	4
111	30,53	3787,42	3,740	171	59,78	5563,30	4,030
112	47,05	3834,47	4,248	172	27,96	5591,26	4,880
113	0,14	3834,61	4,267	173	6,09	5597,35	3,524
114	0,20	3834,81	4,667	174	26,13	5623,48	3,541
115	28,09	3862,70	3,339	175	43,19	5666,67	3,720
116	46,44	3909,14	3,392	176	6,30	5672,97	3,950
117	10,02	3919,16	3,470	177	203,10	5876,07	4,865
118	6,16	3925,32	4,490	178	47,32	5923,39	3,872
119	87,47	4012,79	4,456	179	41,70	5965,09	3,674
120	83,20	4095,99	4,320	180	12,86	5977,95	3,938
121	16,38	4112,82	3,657	181	3,25	5981,20	3,213
122	10,63	4123,45	5,247	182	13,07	5994,27	3,618
123	13,74	4137,19	3,422	183	31,53	6015,80	3,402
124	28,43	4165,62	4,024	184	37,78	6053,58	4,476
125	15,10	4180,72	4,660	185	42,18	6095,76	4,428
126	5,69	4186,41	4,221	186	42,11	6137,87	3,685
127	12,46	4198,87	3,519	187	59,31	6197,18	4,449
128	17,67	4216,54	3,831	188	32,56	6229,74	4,404
129	2,91	4219,45	4,660	189	41,97	6271,71	4,865
130	21,05	4240,50	4,490	189	41,97	6271,71	4,865
131	150,34	4390,93	4,617	190	23,97	6295,68	3,783
132	11,24	4402,17	4,144	191	7,11	6302,79	3,624
133	21,66	4423,83	4,189	192	7,72	6310,51	4,340
134	11,58	4435,41	4,695	193	8,39	6318,90	4,539
135	25,39	4460,80	4,663	194	38,52	6357,42	3,308
136	47,59	4508,39	3,963	195	8,12	6365,54	3,360
137	26,88	4535,27	3,824	196	4,81	6370,35	3,749
138	25,59	4560,86	2,933	197	3,25	6373,60	3,890
139	22,48	4583,34	4,024	198	25,30	6398,99	5,118
140	19,97	4603,31	4,567	199	6,34	6425,33	3,460
141	7,24	4610,55	4,314	200	23,86	6429,19	3,842
142	43,19	4653,74	3,557	201	1,51	6440,70	4,131
143	1,83	4655,57	4,241	202	15,74	6506,44	5,994
144	20,38	4675,95	4,183	203	69,78	6566,22	3,278
145	8,87	4684,82	4,360	204	50,14	6636,36	4,732
146	90,51	4775,33	3,498	205	76,30	6642,66	3,303
147	43,87	4819,20	3,096	206	4,15	6686,67	5,135
148	60,93	4880,13	4,183	207	47,99	6694,66	4,049
149	9,21	4889,34	4,183	208	6,11	6710,77	3,433
150	47,19	4936,53	5,263	209	18,19	6788,96	4,971
151	28,70	4965,23	3,568	210	79,94	6828,90	3,407
152	10,29	4975,52	3,546	211	31,40	6890,30	4,558
153	30,26	5005,78	3,961	212	60,45	6910,75	3,407
154	24,98	5030,76	4,394	213	23,11	6913,86	4,305
155	68,92	5099,68	4,049	214	3,51	6947,37	3,313
156	72,51	5172,19	4,387	215	39,00	6956,37	4,347
157	38,52	5210,71	4,340	216	50,44	7006,81	3,646
158	5,42	5216,13	4,112	217	26,61	7033,42	3,541
159	7,92	5224,05	3,708	218	21,12	7054,54	4,421
160	63,10	5287,15	3,860	219	20,97	7065,51	4,539
161	42,18	5329,33	3,938	220	14,15	7079,66	4,144
162	7,72	5337,05	4,156	221	11,28	7110,94	4,106
163	8,87	5345,92	2,835	222	38,43	7169,37	4,449
154	0,61	5346,53	3,726	223	52,78	7172,15	5,362
165	2,44	5348,97	4,624	224	4,74	7176,89	3,486
166	24,03	5373,00	5,370	225	0,81	7177,70	3,579
167	1,83	5374,83	3,938	226	21,93	7199,63	4,798
168	101,21	5476,04	3,969	227	5,28	7204,91	3,938
169	2,23	5478,27	4,469	228	96,95	7301,86	4,183
170	25,25	5503,52	4,798	229	83,74	7385,60	4,189

1	2	3	4	1	2	3	4
230	26,67	7412,27	4,087	290	5,82	9116,13	4,030
231	15,64	7427,91	4,428	291	10,49	9126,62	4,189
232	36,42	7464,33	3,288	292	23,63	9150,25	3,002
233	18,62	7482,95	3,401	293	1,22	9151,47	3,766
234	50,44	7533,20	3,305	294	0,81	9152,28	3,854
235	47,59	7580,98	4,381	295	34,73	9187,01	3,859
236	15,57	7596,55	4,000	296	10,97	9197,98	3,289
237	12,52	7609,07	4,068	297	31,01	9228,99	3,391
238	3,39	7612,46	3,680	298	18,82	9247,81	4,888
239	13,61	7626-07	2,951	299	16,18	9263,99	3,950
240	113,60	7739,67	3,914	300	46,58	9310,57	4,609
241	21,66	7761,33	4,012	301	83,20	9393,77	5,280
242	21,39	7782,72	4,470	302	10,43	9904,20	4,170
243	115,02	7897,74	4,000	303	25,79	9429,99	4,138
244	2,71	7900,45	4,215	304	83,20	9513,19	5,080
245	0,68	7901,13	3,778	305	64,65	9677,84	4,546
246	24,58	7925,71	3,766	306	10,29	9588,13	4,354
247	1,46	7927,27	4,393	307	17,80	9605,93	4,176
248	8,06	7935,33	4,100	308	7,11	9613,04	4,360
249	2,23	7937,56	4,449	309	21,80	9634,84	4,581
250	15,10	7952,66	4,760	310	59,78	9694,62	4,261
251	9,48	7962,14	4,667	311	86,93	9781,55	3,449
252	18,28	7980,42	4,228	312	150,43	9931,98	3,365
253	30,88	8011,30	4,000	313	12,05	9944,03	3,824
254	6,23	8017,53	4,347	314	9,55	9955,58	3,263
255	55,58	8073,11	4,503	315	12,86	9966,44	4,806
256	24,57	8097,68	6,412	316	0,74	9967,18	4,710
257	46,71	8144,39	5,479	317	3,11	9970,29	4,994
258	28,77	8173,16	4,176	318	72,10	10042,39	3,969
259	10,29	8183,45	5,479	319	22,81	10065,20	4,567
260	80,36	8263,81	2,911	320	23,76	10088,96	3,049
261	22,61	8286,42	5,602	321	30,94	10119,90	3,890
262	36,08	8322,50	3,072	322	47,05	10166,95	3,623
263	1,15	8323,65	3,601	323	17,47	10184,42	3,714
264	40,28	8363,93	3,433	324	138,51	10322,93	2,360
265	25,79	8389,72	4,068	325	11,64	10334,57	3,872
266	93,22	8482,94	3,380	326	40,89	10375,46	3,824
267	0,95	8483,89	4,895	327	38,59	10414,05	4,631
268	8,94	8492,83	3,349	328	56,39	10470,44	4,553
269	15,84	8508,67	4,911	329	2,23	10472,67	5,256
270	118,14	8626,81	3,842	330	8,53	10481,20	3,754
271	31,01	8657,82	3,562	331	6,63	10487,83	3,819
272	1,83	8659,65	4,880	332	2,23	10490,06	4,043
273	41,09	8700,74	5,462	333	16,65	10506,71	3,726
274	30,13	8730,87	4,434	334	34,26	10540,97	4,581
275	51,72	8782,59	4,933	335	16,25	10557,22	4,163
276	30,13	8812,72	4,588	336	127,68	10684,90	4,388
277	66,01	8878,73	2,911	337	4,27	10689,17	3,778
278	49,62	8928,35	4,652	338	1,83	10691,00	3,541
279	3,05	8931,40	3,115	339	94,64	10785,64	5,159
280	36,63	8968,03	4,740	340	7,31	10792,95	3,743
281	33,51	9001,54	3,624	341	24,98	10817,93	5,280
282	3,65	9005,19	5,521	342	31,34	10849,27	2,893
283	9,54	9014,73	5,992	343	38,52	10887,79	3,795
284	1,49	9016,22	3,697	344	13,34	10901,13	3,708
285	23,76	9039,98	3,720	345	30,94	10932,07	2,951
286	3,11	9043,09	3,772	346	8,87	10940,94	3,703
287	28,77	9071,86	3,697	347	6,91	10947,85	3,824
288	7,78	9079,64	3,011	348	6,16	10954,01	3,607
289	30,67	9110,31	4,030	349	20,58	10974,59	4,024

1	2	3	4	1	2	3	4
350	55,58	11030,17	3,248	376	12,86	11890,70	3,950
351	21,33	11051,50	3,263	377	47,93	11938,63	4,678
352	44,28	11095,78	3,813	378	2,50	11941,13	3,107
353	36,29	11132,07	3,652	379	45,49	11986,62	4,277
354	31,95	11164,02	3,714	380	25,66	12012,28	4,717
355	26,94	11190,96	3,183	381	5,42	12017,70	3,503
356	104,12	11295,08	3,470	382	135,40	12153,10	4,254
357	12,73	11307,81	4,277	383	7,04	12160,14	3,657
358	17,60	11325,41	4,270	384	37,03	12197,17	4,000
359	58,02	11383,43	3,433	385	1,08	12198,25	3,726
360	1,83	11385,26	3,401	386	10,56	12208,71	3,646
361	58,22	11443,48	4,375	387	38,52	12247,33	3,213
362	61,40	11504,88	4,872	388	16,92	12264,25	4,221
363	22,07	11526,95	4,638	389	25,59	12289,84	3,783
364	55,58	11582,53	3,139	390	98,57	12388,41	4,653
365	15,37	11597,90	3,401	391	10,22	12398,63	4,144
366	11,64	11609,54	4,560	392	4,40	12403,03	4,410
367	53,69	11663,23	3,743	393	19,77	12422,80	4,401
368	22,54	11685,77	4,150	394	182,72	12605,52	3,313
379	23,97	11709,74	4,609	395	26,34	12631,86	4,087
370	6,36	11716,10	2,792	396	28,91	12660,77	3,932
371	10,97	11727,07	3,743	397	30,46	12691,23	4,314
372	6,23	11733,30	3,438	398	19,29	12710,52	3,401
373	1,62	11734,92	4,645	399	10,56	12721,08	3,830
374	112,25	11847,17	3,878	400	5,21	12726,29	2,468
375	30,67	11877,84	3,248				

Prin procedeul descris au fost simulate un număr de 400 cutremure într-un interval de 1 2 7 2 6, 29 zile adică aproximativ în 35 ani. Magnitudinea maximă simulată a fost de 6,41. Se observă că în cazul regiunii Vrancea pentru care $M_{max} = 7{,}5$ obţinerea prin simulare a acestei magnitudini nu apare în intervalul considerat ceea ce este în concordanţă cu alte cercetări legate de frecvenţa cutremurelor maxime într-o regiune dată.

În tabela 2 sînt prezentate rezultatele simulării pe clase de magnitudine în perioada considerată. Deoarece la baza modelului statistic s-au luat în calcul cutremurele date în [6] compararea dintre numărul de cutremure simulat şi cel real s-a făcut tot faţă de aceste valori, în ipoteza că parametrii repartiţiei magnitudinii sînt aceleaşi în ambele cazuri.

Din tabela 2 se vede că compararea frecventelor relative a claselor de magnitudine observate şi simulate arată o concordanţă mai mult decît satisfăcătoare ceea ce permite folosirea simulării pentru perioade în care nu s-au produs încă cutremure.

Abatera medie patratică a diferenţelor dintre frecvenţele relative observate şi simulate arată o valoare foarte mică

$$\bar{\theta} = \sqrt{\frac{\Sigma\ \theta^2}{9}} = \sqrt{0{,}000733} = 0{,}027.$$

Ar fi interesant dacă o astfel de simulare s-ar efectua cu ajutorul unui calculator electronic pentru cîteva mii de cutremure care s-ar produce pe parcursul a peste o sută de ani.

Tabela 2

Compararea numărului de cutremure intermediare din Vrancea [6] cu cel simulat pe clase de magnitudine

Clasa de magnitudine	Frecvența cutremurelor după [6]		Frecvența cutremurelor prin simulare (repartiție log-normală		Diferența θ a frecvențelor relative	θ^2
	absolută	relativă	absolută	relativă		
2,0—2,8	6	0,016	5	0,012	0,004	0,000016
2,8—3,2	10	0,029	22	0,055	—0,026	0,000676
3,2—3,6	87	0,230	67	0,170	0,060	0,003600
3,6—4,0	99	0,262	98	0,245	0,017	0,000289
4,0—4,4	76	0,202	93	0,232	—0,030	0,000900
4,4—4,8	55	0,145	71	0,178	—0,033	0,001089
4,8—5,2	24	0,065	25	0,062	0,003	0,000009
5,2—5,6	15	0,040	15	0,038	0,002	0,000004
5,6—7,5	5	0,014	4	0,010	0,004	0,000016
	377		400			0,006599

Datele simulate cuprinzînd și cutremure de magnitudini foarte mici care nu sînt de regulă înregistrate, ar da posibilitatea unor analize mai sigure în probleme de predicție.

Simulînd astfel producerea cutremurelor din Vrancea, pentru un număr foarte mare de cazuri, s-ar putea determina cu mai mare precizie probabilitatea de producere a unui cutremur puternic ($M > 7$), și perioada medie de revenire.

3. CARACTERISTICILE INFORMAȚIONALE ALE PROCESELOR SEISMICE

Vom prezenta pe scurt unele din rezultatele pe care le-am obținut studiind caracteristicile informaționale ale seriilor de cutremure.

Aceste caracteristici informaționale sînt :

a) Entropia informațională introdusă de C. E. Shannon

$$H = -\Sigma\, p \log p$$

b) Energia informațională introdusă de O. Onicescu

$\mathcal{E} = \Sigma\, p^2$, unde p este probabilitatea unei stări a sistemului.

Pentru o serie dată de cutremure în baza repartiției statistice a caracteristicilor lor (energie sau magnitudine, de exemplu) se determină mai întîi sistemul de probabilități p și apoi entropia și energia informațională.

O a doua cale este aceea ce folosește relațiile frecvență-magnitudine determinate în conformitate cu legile de repartiție ale caracteristicilor.

Astfel pentru Vrancea, în lucrările citate s-a obținut următoarea formă pentru relația frecvență-magnitudine :

$$\ln N\,(M) = a + b \ln M - C\,(\ln M)^2.$$

Punînd

$$\ln \frac{N(M)}{n} = a + b \ln M - C (\ln M)^2 - \ln n$$

sau $\ln P(M) = a + b \ln M - C (\ln M)^2 - \ln n$,

unde n este numărul total de cutremure din seria considerată, se găseşte după calcule,

$$H = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{\pi}{C}} \left(\ln n - a + \frac{1 - b^2}{4C} + \frac{1}{2}\right) \exp\left[a + \frac{(b+1)^2}{4C}\right]$$

şi

$$\mathcal{E} = \frac{1}{n^2} \sqrt{\frac{\pi}{2C}} \exp\left[2a + \frac{(2b+1)^2}{8C}\right].$$

Dacă considerăm relaţia frecvenţă-magnitudine a lui Gutenberg-Richter

$$\log N(M) = A - BM,$$

se obţine

$$H = \frac{1}{n} 10^{A - BM} \left(\frac{A - \log e \cdot n}{B} - M\right) \Bigg|_{M_1}^{M_2}$$

şi

$$\mathcal{E} = -\frac{\log e}{2Bn^2} 10^{2(A - BM)} \Bigg|_{M_1}^{M^2}.$$

În acest caz calculul integralelor s-a făcut între magnitudinea minimă (M_1) şi magnitudinea maximă (M_2).

Dacă $M_1 = 0$ şi $M_2 = M_{max}$, relaţiile precedente devin

$$H = \frac{1}{nB} (A - B M_{max} - \log n \cdot e) 10^{A - BM_{max}} - \frac{1}{nB} (A - \log n \cdot e) 10^{A}$$

$$\mathcal{E} = -\frac{\log e}{2n^2 B} 10^{2(A - BM_{max})} + \frac{\log e}{2Bn^2} 10^{2A}.$$

Din relaţiile determinate se observă cum caracteristicile informaţionale introduse depind de o serie de caracteristici fizice ale seriei de cutremure (numărul total de cutremure n, magnitudinea maximă şi minimă din serie, activitatea seismică A şi panta graficului de reprezentare a relaţiei frecvenţă-magnitudine.

Este de observat că în prezent unii autori caracterizează regimul seismic al unei regiuni prin trei parametri A_K, γ (b) şi R, a căror semnificaţie este bine cunoscută.

Pe de altă parte se observă că entropia H și energia informațională $\mathcal{E}$ introduse în această lucrare după cum arată expresiile lor de mai sus permit caracterizarea unei serii de cutremure prin mărimi care cuprind mai mulți parametrii. Apare astfel natural să se adauge parametri clasici și noii parametri H și $\mathcal{E}$ în analiza și compararea regimului seismic al diferitor regiuni. Conform cu aceasta propunem să se caracterizeze totalitatea cutremurelor într-un spațiu dat (limitat) și o perioadă de timp determinată prin mulțimea de parametri $[A_K, \gamma$ (sau $b)$, $R, H, \mathcal{E}]$.

Am prezentat doar unele din rezultatele teoretice obținute pe această cale, propunînd pe lîngă carcteristicile cunoscute care definesc regimul seismic al unei regiuni, noile caracteristici, entropia și energia informațională a seriilor de cutremure.

Menționăm că un calcul al entropiilor seriilor anuale de cutremure pentru regiunea Vrancea a indicat o constanță a valorilor.

Aceasta înseamnă că seriile de cutremure produse anual aduc cantități de informații egale.

Dacă se înlocuiesc valorile lui a, b, c sau A, B în funcție de parametrii repartițiilor — medie și varianță se vor obține alte formule de calcul echivalente,pentru entropia și energia informațională a seriei de cutremure considerate.

Sînt interesante studii de comparare fie a regiunilor seismice între ele, fie a diverselor serii de cutremure ale aceleiași regiuni, din punct de vedere al caracteristicilor lor informaționale.

Astfel de studii le avem în vedere în viitor, scopul celei de a doua părți a acestei lucrări fiind doar de a introduce noi caracteristici ale regimului seismic al unei regiuni, caracteristici care ar putea conduce la rezultate noi în funcție de comportamentul lor.

CONCLUZII

Studiul statistic al caracteristicilor seismelor cunoaște în ultimul timp o dezvoltare din ce în ce mai mare. Numeroase studii efectuate în lumea întreagă, dovedesc eficacitatea analizei statistico-matematice în special în problema de predicție și de estimare a unor riscuri seismice.

Tehnica simulării expusă în această lucrare îmbogățește materialul statistic al seismicității unei regiuni și dă posibilitatea efectuării unor previziuni viitoare.

Totalitatea analizelor statistico-matematice a variabilelor seismice (parametrii seismici) pot să fie cuprinse într-o disciplină care poate fi denumită „seismostatistică".

În finalul lucrării se introduc noi caracteristici ale seismicității unei regiuni și anume caracteristicile informaționale : entropie și energie.

Menționăm că în literatura de specialitate nu am întîlnit pînă în prezent folosirea acestor caracteristici informaționale ale seriilor de cutremure.

Cum regimul seismic al unei zone este o sursă de informații este evident că folosirea teoriei informațiilor în studiul acestui regim seismic va aduce în viitor rezultate interesante.

Primită la redacție la 10 iunie 1971

THE SIMULATION OF THE OCCURRENCE OF VRANCEA INTERMEDIATE EARTHQUAKES AND THEIR INFORMATIONAL CHARACTERISTICS

(Abstract)

The paper presents a stochastic model of the Vrancea earthquakes based on a Poisson distribution of earthquakes in time and a lognormal distribution of their magnitude.

According to this model a method of simulation is given, a random catalogue of Vrancea earthquakes is obtained and some problems are discussed.

New informational characteristics of earthquake sequences are introduced — informational energy and entropy — and corresponding formulas are given.

The values of the annual entropy indicate a constant character which reveals a cyclic pattern for the occurrence of the earthquakes in the Vrancea region.

BIBLIOGRAFIE

1. Vielledent L., Tincelin, E., *Principes et mis en œuvre de procédés de simulation (Méthode de Monte Carlo)*. Revue de l'Industrie minerale, **45**, *11*, nov. (1963).
2. Zorilescu D., Săcuiu M., *Modele de prelucrare cu ajutorul statisticii matematice a datelor seismice*. St. și cerc. de Geol., Geogr., Geof., Seria Geofizică, **6**, *2*, 1968.
3. Zorilescu D., Săcuiu I., *A Statistical Analysis of Seismic Data Concerning the Earthquakes, in the zone of the Vrancea Focus*. Bull. Seism. Soc. of America, **4** (1971).
4. Neunhöfer H., *Non-Linear Energy Frequency Curves in Statistics of Earthqaukes*. Pure and Applied Geophysics (PAGEOPH), **72** (1969)/I.
5. Metropolis N., Ulam S., *The Monte Carlo Method*. J. Amerc. Statist. Assoc. (1949), *44*, 335—341.
6. D. Enescu, D. Jianu, *Determinarea magnitudinii cutremurelor adînci din Vrancea la stațiile seismografice românești*. St. Cerc. Geol. Geogr. Geofiz. Ser. Geofiz., **2**, *1* (1963), 277—296.
7. Onicescu O., *Nombres et systèmes aléatoires*. București, Paris, 1964.
8. Mihoc Gh., *Sur l'application de la méthode de Monte Carlo aux processus pour apprendre*. Rev. Math. pures et appl., *8* (1963), 337—347.
9. Welkner P. M., *Statistical analysis on the earthquakes of Japan from 1926—1956*. Bull. of International Seismological Institute, **2** (1965).
10. Purcaru G., Zorilescu D., *Caracteristicile informaționale ale variabilelor seismice*. (manuscris).
11. Zorilescu D., *Metode matematice utilizate în Industria Minieră*. Oficiul de Documentare Tehnică, Ministerul Minelor, București, 1969.
12. Ianovici V., Zorilescu D., Dumitru Al., *Repartiția lognormală în geologie*. St. și cerc. de geol. geof., geogr. Seria geologie, **14**, *1* (1969), p. 41—61.

CERCETĂRI EXPERIMENTALE DE MICROZONARE SEISMICĂ

DE

N. MĂNDRESCU

Întreprinderea de prospecțiuni geologice, Calea Griviței nr. 64, București

INTRODUCERE

Microzonarea seismică, preocupare relativ recentă în cadrul seismologiei-inginerești, își propune ca, pe baza analizării în detaliu a condițiilor seismo-geologice, să furnizeze o parte din elementele necesare în proiectarea construcțiilor planificate a se amplasa în regiuni seismice. Cercetările efectuate în acest scop, conduc la alegerea parametrilor optimi pentru calcularea structurilor de rezistență ale construcțiilor, în funcție de particularitățile seismo-geologice ale zonei considerate. În consecință, sînt realizate pe de o parte însemnate economii, iar pe de altă parte, construcțiile prezintă un grad sporit de siguranță în exploatare, reducîndu-se la minimum degradările în caz de cutremur.

CAP. I. — DATE GENERALE ASUPRA MICROZONĂRII SEISMICE

Cu prilejul unor cutremure puternice, cum au fost cele care au afectat orașele Tokio și Yokohama (1923), Totomi (1944), Fukui (1948), Mexico-City (1957) precum și cel din Vrancea (1940), s-a remarcat o repartizare teritorială neuniformă a clădirilor distruse și avariate. Acest fapt a atras atenția cercetătorilor, care au încercat să stabilească corelații între natura și caracteristicile fizico-mecanice ale terenului de fundare și efectele mișcărilor seismice asupra construcțiilor. Prin separarea zonelor care au suferit cele mai multe stricăciuni pe cuprinsul unor orașe, s-au obținut în fapt microzonarea seismică a localității respective.

Dar, acest lucru se poate realiza *după* ce a avut loc mișcarea seismică și presupune existența unui număr foarte mare de clădiri de un anumit tip care să fie analizat în exclusivitate [27].

Stabilind adevăratele raporturi cauzale între natura terenului de fundare și degradările construcțiilor acționate seismic, microzonarea își propune separarea unor microzone seismice, permițînd luarea măsurilor de securitate corepunzătoare, *înaintea* declanșării cutremurelor.

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 1, P. 103–116, BUCUREȘTI, 1972

Cercetătorii japonezi [15], [16], [18], [21], [33] propun în scopul microzonării seismice, efectuarea unor măsurători extensive asupra caracteristicilor seismice ale terenului, precum şi a unor studii intensive privind mecanica rocilor folosite ca teren de fundare. Utilizarea seismogramelor unor cutremure, a înregistrărilor microoscilaţiilor, precum şi a analizei statistice a materialului privind distrugerile suferite de clădiri, l-a determinat pe K. Kanai [17] să elaboreze pe baza unor raţionamente teoretice, mai multe relaţii empirice pentru caracterizarea terenurilor din punct de vedere seismic.

În cadrul cercetărilor întreprinse în Uniunea Sovietică în scopul clasificării terenurilor din punct de vedere seismic şi al microzonării, se disting două direcţii principale :

a. Cercetarea oscilaţiilor terenului datorate unor cutremure naturale sau explozii puternice, metodă care presupune existenţa unei reţele de staţii seismice foarte sensibile, capabilă să înregistreze mişcările solului chiar în cazul şocurilor de mică intensitate, precum şi o frecvenţă destul de mare a cutremurelor.

b. Cercetarea oscilaţiilor provocate prin explozii nu prea mari [5], [10], [19], [34], avînd deci un caracter local. Această metodă, practicată în cadrul Institutului de fizică a pămîntului de pe lîngă Academia de Ştiinţe a U.R.S.S., a fost adoptată în urma cercetării unui bogat material documentar privitor la comportarea construcţiilor în timpul perturbaţiilor seismice. Ea se bazează pe rigiditatea seismică a terenului de fundare, caracterizată ca produsul dintre viteza undelor longitudinale şi densitatea aparentă a rocilor.

S. V. Medvedev [29], [30], [31], a stabilit o serie de relaţii matematice care exprimă influenţa rigidităţii seismice a rocilor asupra construcţiilor acţionate seismic. Formulele adoptate au fost prezentate de noi într-o serie de lucrări [25], [26], [28], aşa încît aici nu redăm decît relaţia finală :

$$C_s = 1{,}67 \lg \left(\frac{v_0 \rho_0}{v_n \rho_n} \right) + e^{-} 0{,}04 h^2, \qquad (1)$$

unde :

C_s reprezintă corecţia intensităţii seismice ;

V_0, v_n — viteza undelor longitudinale în roca etalon (v_0) şi în roca considerată (v_n) ;

ρ_0 ρ_n — densitatea aparentă a rocii etalon (ρ_0) şi a rocii considerate (ρ_n) ;

$e^{-0{,}04h^2}$ — exprimă influenţa umidităţii asupra intensităţii seismice (h — adîncimea nivelului hidrostatic).

Unii cercetători propun pentru microzonarea seismică, utilizarea vitezei undelor transversale în locul celor longitudinale. Astfel, N. D. Krasnikov [22] a ajuns pe baza unor cercetări experimentale la următoarea relaţie

$$C_s = 1{,}59 \lg \left(\frac{v_{so} \rho_0}{v_{sn} \rho_n} \right), \qquad (2)$$

în care V_{so} și v_{sn} reprezintă viteza undelor transversale în roca etalon (v_{so}) și în roca considerată (v_{sn}).

Pentru stabilirea proprietăților seismice ale terenului, A. B. Nicolaev [34], folosește viteza și decrementul absorbției undelor longitudinale și transversale. Lucrările sale experimentale, efectuate în scopul raionării microseismice, se bazează pe corelația dintre cracteristicile seismice ale terenului și parametrii dinamici ai oscilațiilor în timpul cutremurelor.

Însemnările din cronici și manuscrise vechi atestă faptul că teritoriul României a fost zguduit în nenumătrate rînduri de cutremure puternice. Cercetările privind efectele cutremurelor de pămînt au fost impulsionate după marele cutremur din 10 noiembrie 1940. Materialele adunate cu acest prilej [9], [11], [12], [13], [38], au stat la baza întocmirii raionării seismice a teritoriului R.S.R. [1], [2], [35], [36], [37]. S-a cercetat modul în care au fost afectate construcțiile de șocul seismic [3], [4] și s-a încercat stabilirea cauzelor care au dus la degradarea și chiar distrugerea unora dintre ele[1]).

O însemnătate deosebită o prezintă lucrarea cu caracter monografic a lui I. Atanasiu [1], unde sînt redate sintetic datele privitoare la seismicitatea teritoriului României. Cu toate că la data elaborării acestei monografii nu existau preocupări în sensul microzonării seismice, multe din aspectele acestei probleme sînt găsite, în germene, în planșele care o însoțesc.

Liniile de sensibilitate seismică precum și traiectul unor izoseiste stabilite de autor, pot fi interpretate ca o reflectare a manifestărilor seismice în funcție de condițiile seismo-geologice locale.

Prin cercetarea repartizării teritoriale a clădirilor distruse pe cuprinsul orașului Sfîntu Gheorghe [3], s-a scos în evidență influența condițiilor geologice asupra modului de comportare a construcțiilor în timpul cutremurului din Vrancea.

St. Ghica[2]) a încercat separarea unor microzone de seismicitate pe cuprinsul orașului București, folosind ca criteriu condițiile geologice-inginerești locale și repartizarea teritorială a distrugerilor provocate de cutremurul din 10. XI. 1940.

Începînd din anul 1962 și pînă în prezent, în cadrul I.G.P. s-au efectuat cercetări geologice-inginerești în scopul microzonării seismice. Acestea sînt concretizate într-o serie de rapoarte în arhiva I.G.P. și în unele lucrări publicate [25], [26], [27], [28].

În anul 1964, I.P.B. a realizat o documentație în vederea microzonării seismice a orașului București[3]).

În același an, I.G.P. a întocmit un raport ca urmare a cartării geologice-inginerești a unei mari suprafețe de teren din perimetrul municipiului precum și a sintetizării unui volum impresionant de date de foraj[4]).

---

[1])Hangan, H., *Căderea unui bloc de locuințe cu schelet de beton armat în timpul cutremurului din anul 1940*, Comunicare ținută la simpozionul „Dinamica construcțiilor și inginerie antiseismică", București, 1962.

[2]) Ghica, St., *Microraionarea geologică seismică a orașului București*, Arh. Dep. Geol, din M.M.P.G., 1953.

[3]) Ciocîrdel, R., Cișmigiu, Al., Tițaru, Em., Neicu, N., Mihăiescu, F., Mitrică, C., *Microraionarea seismică a orașului București*, Arh. I.G.P., 1964.

[4]) Popescu, L., Preda, M., Mândrescu, N. *Cercetări geologice-tehnice privind microraionarea seismică a orașului București și extravilanul*, Arh. I.G.P., 1964.

În anul 1970 s-a întocmit documentația necesară elaborării standardelor de microzonare seismică a unor localități din România[1]).

CAP. II. — SEISMICITATEA TERITORIULUI EXTRACARPATIC

Seismicitatea teritoriului R.S.R. se datorește atît activității focarelor situate în scoarța terestră (cutremure normale) cît și celor din zone profunde (cutremure intermediare).

Cutremurele normale, destul de frecvente, apar ca urmare a derangării și reînnoirii echilibrului dintre diferite compartimente (blocuri) din scoarță și au în general intensitate redusă iar aria afectată este limitată.

Datorită acestui fapt, se poate spune că nota dominantă a seismicității teritoriului R.S.R., este dată de activitatea regiunii hipocentrale adînci din Vrancea, localizată după cum se știe, în zona de maximă curbură a Carpaților. Forma caracteristică pe care o îmbracă lanțul Carpatic (formă de arc), regăsită în numeroase locuri de pe glob, este pusă pe seama fracturilor supraadînci care însoțesc ariile geosinclinale în evoluția lor. Tensiunile acumulate ca urmare a schimbării direcției catenei muntoase și a unor transformări pe care le poate suferi materia în anumite împrejurări, își găsesc rezolvarea în mișcările seismice declanșate periodic din zonele profunde, dînd întregului ansamblu tectonic un pronunțat caracter de instabilitate.

Numeroase cutremure puternice, care au afectat teritoriul extracarpatic provocînd însemnate stricăciuni, au fost declanșate din această zonă. Printre cutremurele puternice mai vechi, menționăm pe cele din anii 1472, 1683, 1738 și 1802. [1], [12], [13], [35].

După anul 1900, cele mai mari cutremure au avut loc la 6. 10. 1908 ($M = 6^3/_4$) ; 25. 05. 1912 ($M = 6{,}0$) ; 29. 03. 1934 ($M = 6^1/_4$) ; 22. 10. 1940 ($M = 6\,1/2$) ; 10. 11. 1940 ($M = 7{,}4$) ; 07. 09. 1945 ($M = 6\,1/2$) ; 09. 12. 1945 ($M = 6{,}0$).

Cel mai puternic seism asupra căruia avem numeroase informații a avut loc la 10. 11. 1940. Unele date culese cu ocazia cercetării efectelor sale stau la baza activității de zonare și microzonare seismică a teritoriului R. S. R.

Ținînd seama de datele privitoare la manifestările seismice anterioare, coroborate cu înregistrările stațiilor seismice și cercetările geofizice recente, referitor la seismoactivitatea teritoriului R. S. R., se pot face următoarele observații :

— Regiunea hipocentrală a Vrancei, situată într-o zonă de suprapunere și îmbinare a unor structogene vechi, poate fi considerată ca sediul principal al celor mai puternice seisme care au afectat teritoriul românesc. Cu toate că proiecția la suprafață a acestei regiuni reprezintă o arie relativ restrînsă, în comparație cu cea corespunzătoare focarelor din scoarță, situate în zona de la exteriorul arcului Carpatic, numărul cutremurelor este mai mare, iar cantitatea de energie eliberată depășește pe cea pusă în libertate de cutremurele normale.

---

[1]) Mândrescu, N., Soare, S. *Microzonarea seismică a teritoriilor municipiilor București, Bacău, Bîrlad, Tecuci și a orașului Panciu*, Arh. I.G.P., 1970.

— În privința frecvenței cutremurelor, se admite în general posibilitatea declanșării a cel puțin unui cutremur puternic ($M \geqslant 7{,}4$) în timp de un secol.

— Metodele geofizice au pus în evidență numeroase fracturi de mare adîncime, care delimitează aria de desvoltare a vechilor catene muntoase. Aceste fracturi explică în bună măsură deosebita mobilitate a zonei de la curbura arcului Carpatic.

CAP. III. — CARACTERIZAREA GEOLOGICĂ-INGINEREASCĂ A PERIMETRULUI

1. DATE GEOMORFOLOGICE ȘI GEOLOGICE

Suprafața de teren cercetată, cuprinzînd orașul București, însumează aproximativ 400 km² și se înscrie conform STAS 2923—71, în macrozona de seismicitate de gradul VII.

Distanța față de regiunea epicentrală a Vrancei (Δ) este de aproximativ 160 km.

Zona municipiului București face parte din marea unitate morfologică a Cîmpiei Române, caracterizată prin forma sa tabulară, cu mici denivelări datorate atît procesului de sufozie mecanică și chimică, cît și acțiunii erozivo-sculpturale a rețelei hidrografice. Rețeaua hidrografică, reprezentată prin rîurile Dîmbovița și Colentina, prezintă caracterul unor coridoare longitudinale, paralele, orientate în general NW—SE. Altitudinea absolută variază între 70—90 m, iar panta generală prezintă o cădere de la NW spre SE de circa 1,1 m/km. Pantele transversale, respectiv malurile rîurilor amintite, au valori mari (în special malul drept), ajungînd pe alocuri pînă la verticală.

Ca forme de relief se disting cîmpurile, terasele și luncile.

Cîmpurile sînt în general plane, cu o slabă înclinare către SE. În partea de nord a orașului, pe malul stîng al Colentinei, se individualizează cîmpul Pipera-Pantelimon, iar în zona sudică, pe malul drept al Dîmboviței, cîmpul Cotroceni-Văcărești.

Interfluviul Dîmbovița-Colentina este dominat de cîmpurile menționate (vezi planșa 1, secțiunea geologică 3—4), fapt pus în legătură cu alunecarea Dîmboviței pe propriul său con de dejecție, care a dus la formarea teraselor.

Cea mai mare dezvoltare o au terasele de pe partea stîngă a Dîmboviței, pe care sînt instalate cartierele centrale ale orașului, însă modificările aduse în aspectul morfologic al terenului de către om, îngreunează foarte mult urmărirea lor.

În partea nord vestică a perimetrului, în zona Giulești, se distinge un nivel de terasă de 3—5 m, care poate fi urmărit spre sud și sud est și apoi către est, pînă la lacul Tei. Se pare că această mică denivelare se continuă prin nordul satului Dobroiești și sudul pădurii Pantelimon, pe care Coteț P. [8] a denumit-o terasa Giulești.

Următoarea terasă (terasa Victoria), avînd altitudinea relativă tot de 3—5 m, se dezvoltă ca o fîșie îngustă, paralelă cu lunca Dîmboviței, între bulevardul Schitu Măgureanu și strada Anton Pan, de unde lățimea sa crește, identificîndu-se cu zona interfluvială.

Începînd de la est de Budeşti, se dezvoltă terasa Căţelul care în dreptul satului cu acelaşi nume are altitudinea relativă de 5 m.

Terasele Colentinei sînt bine dezvoltate pe malul stîng, în convexităţile meandrelor.

Terasa de 5 m apare în amonte de lacul Băneasa şi poate fi urmărită în aval, în satul cu acelaşi nume, unde altitudinea sa scade la 2—3 m. În continuare, la sud de Colentina altitudinea sa creşte la 7—8 m.

Mai apar fragmentar o serie de terase a căror altitudine relativă variază între 3—5 m, iar modul lor de prezentare, în zona meandrelor,denotă faptul că se datoresc mai mult mişcării apei în plan orizontal decît în plan vertical.

Luncile celor două rîuri sînt cu circa 10—15 m sub nivelul general al cîmpiei. Pe cuprinsul oraşului, luncile rîurilor au suferit o serie de transformări impuse de cerinţe urbanistice. S-au creat astfel o serie de zone de agrement (salba lacurilor din valea Colentinei) şi s-au înlăturat total premisele unor eventuale inundaţii prin canalizarea Dîmboviţei.

Valea Dîmboviţei are o lungime (în zona oraşului) de cca 22 km iar lăţimea sa variază între 650 m (în dreptul grădinii botanice) şi aproape 4 km în zona satului Căţelul. Un profil transversal scoate în evidenţă caracterul asimetric al văii, malul drept fiind abrupt şi mai înalt, pe cînd cel stîng este scund şi mai prelung.

Malurile au o mare sinuozitate, concavităţile şi convexităţile alternînd pe tot parcursul. Se fac remarcate concavităţile de pe malul drept, care sînt în general ocupate de lacuri (amenajate sau pe cale de dispariţie prin înmlăştinire) : lacul din Parcul Libertăţii, zona mlăştinoasă din vecinătatea cimitirului Bellu, zona mlăştinoasă de la est de penitenciarul Văcăreşti, de la Popeşti-Conduratu şi Leordeni.

În cuprinsul luncii se întîlnesc o serie de martori de eroziune, aşanumitele „grădişti". Ele au fost desprinse de pe un mal sau altul, rămînînd izolate în mijlocul luncii. Aşa sînt grădiştea Mitropoliei, Radu-Vodă şi cea din zona Giuleşti-Sîrbi.

Valea Colentinei se dezvoltă paralel cu cea a Dîmboviţei şi prezintă acelaşi caracter asimetric. Cursul Colentinei este sinuos, meandrele avînd tendinţa de dezvoltare pe direcţia nord-sud. În salba lacurilor creiate prin bararea cursului apei, atît prin acţiunea omului cît şi ca urmare a depunerii unor însemnate cantităţi de aluviuni se disting : lacul Băneasa, Herăstrău, Florească, Tei, Fundeni şi Cernica. În luncă apar numeroase zone mlăştinoase precum şi o serie de grădişti, cum ar fi : Plumbuita, Fundeni şi Ostrov.

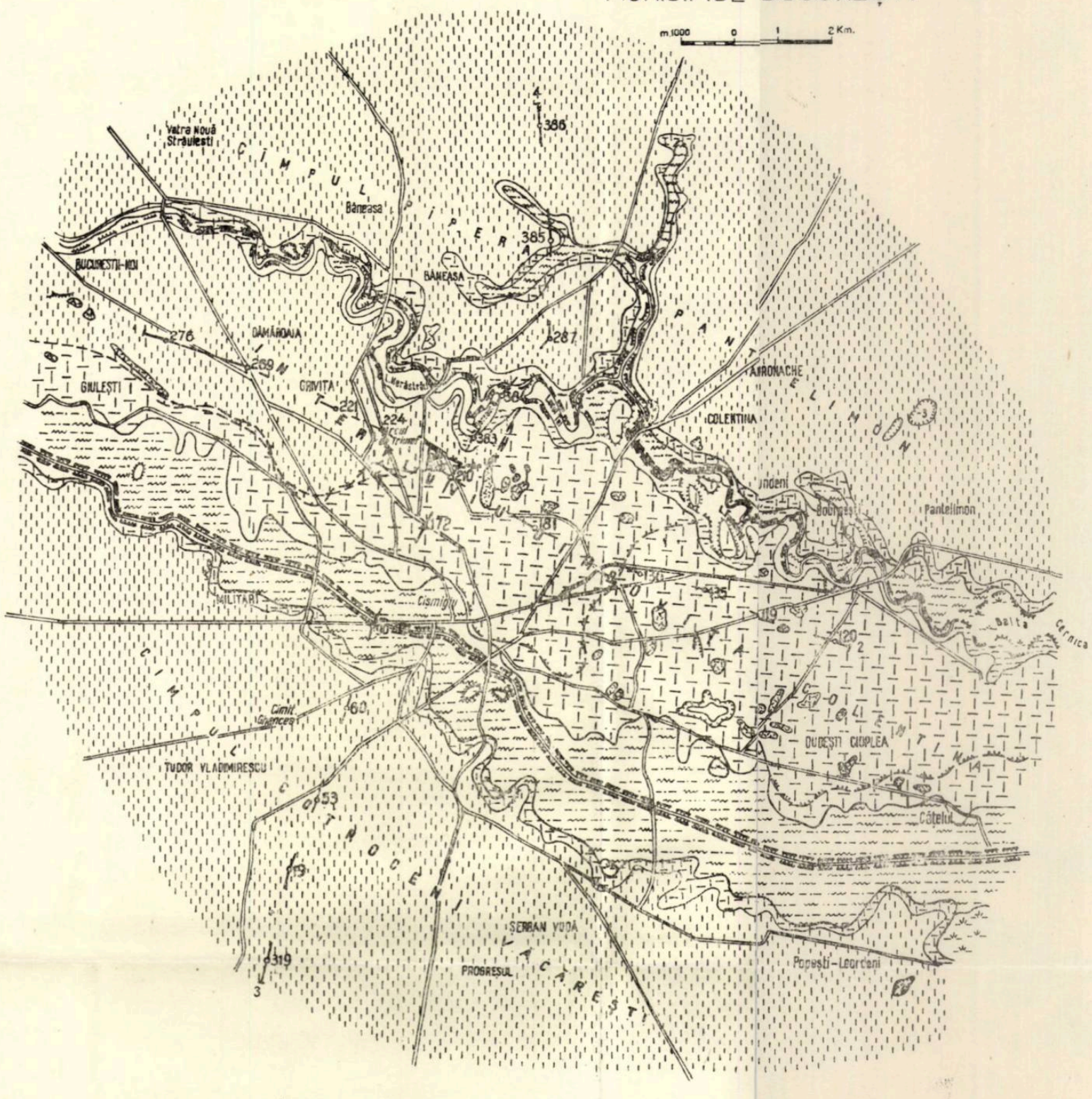
Din punct de vedere geologic, perimetrul cercetat face parte din marea unitate structurală cunoscută sub numele de Platforma Moesică.

Formaţiunile care iau parte la alcătuirea geologică a acestei unităţi, aparţin Paleozoicului, Mezozoicului şi Neozoicului şi sînt dispuse peste un fundament cutat, constituit probabil din şisturi verzi.

Forajele geologice au pus în evidenţă o serie de calcare brune, bituminoase, care se dispun peste fundamentul cristalin. Acestea au fost atribuite Carboniferului inferior şi mediu.

Mezozoicul este reprezentat prin argile, marne şi marnocalcare (Triasic), calcare şi dolomite (Jurasic), calcare fin granulare, nisipuri şi marne (Cretacic).

HARTA CONDIȚIILOR GEOLOGICE INGINEREȘTI
MUNICIPIUL BUCUREȘTI



LEGENDA

COMPLEXE GEOLOGICE - GENETICE

- DEPOZITE ANTROPOGENE - UMPLUTURI
- DEPOZITE ALUVIONARE - ARGILE PRĂFOASE-NISIPOASE
- DEPOZITE DELUVIALE - LOESSURI ARGILOASE CU TEXTURĂ SLAB MACROPORICĂ.
- DEPOZITE ALUVIO-PROLUVIALE - DEPOZITE LOESSOIDE
- DEPOZITE FLUVIO-LACUSTRE PIETRIȘURI ȘI NISIPURI

PROCESE GEOLOGICE DINAMICE ACTUALE

- ALUNECĂRI
- RAVENĂRI, SURPĂRI
- ÎNMLĂȘTINIRI
- TASĂRI (CLASTOCARST)

ELEMENTE GEOMORFOLOGICE

TERASELE DÎMBOVIȚEI

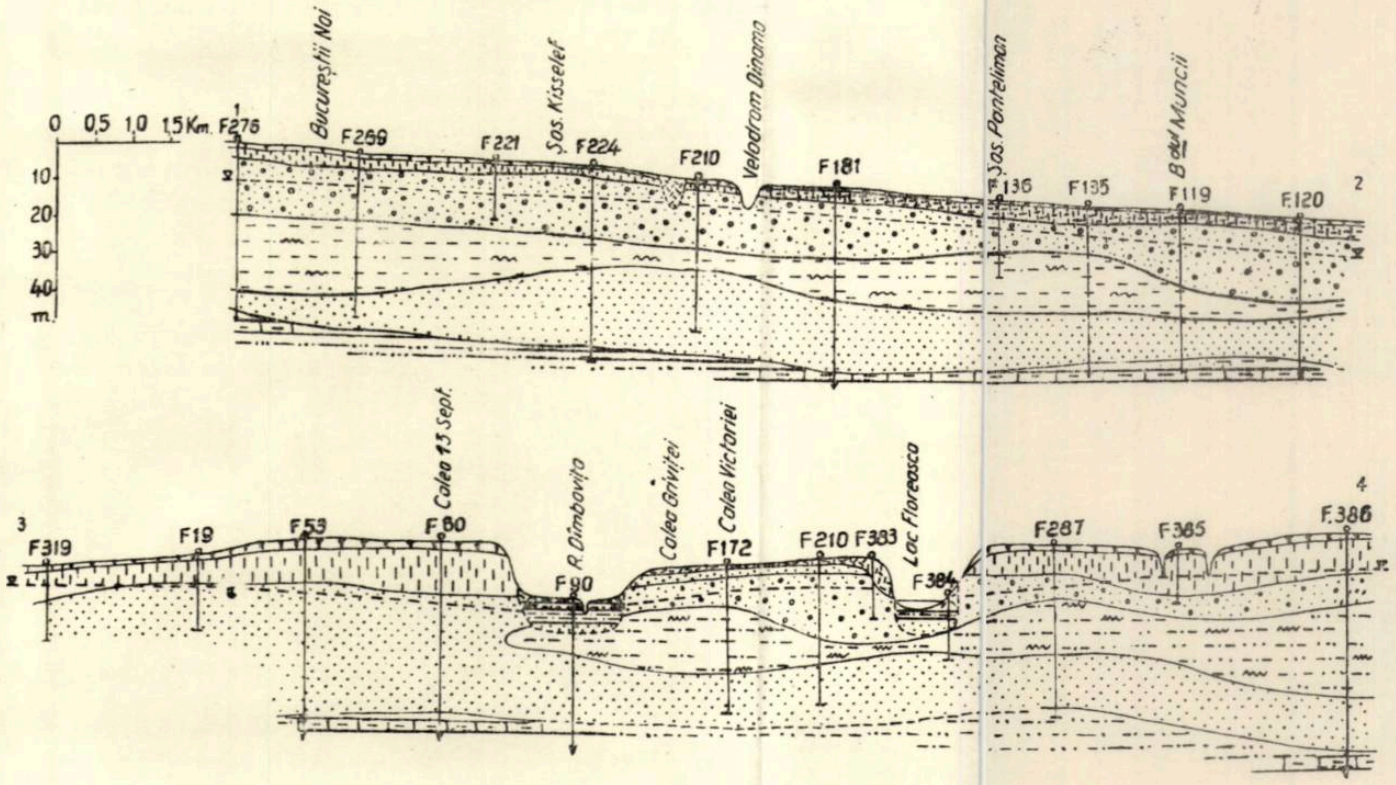
1. 1. - TERASA GIULEȘTI
2. 2. - TERASA VICTORIA
3. 3. - TERASA CĂȚELUL

TERASELE COLENTINEI

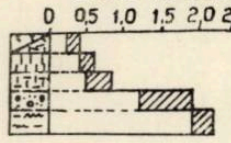
- NIVELUL DE TERASĂ DE 2-3 m.
- NIVELUL DE TERASĂ DE 5 m.
- NIVELUL DE TERASĂ DE 7-8 m.
- GRĂDIȘTI

ALTE SEMNE CONVENȚIONALE

- a b — LIMITA COMPLEXELOR GEOLOGICE-GENETICE a-CERTĂ b.-PROBABILĂ
- 1 — —2 POZIȚIA SECȚIUNII GEOLOGICE
- ∘210 FORAJ GEOTEHNIC - NUMĂRUL FORAJULUI



DISTRIBUȚIA VITEZEI MEDII A UNDELOR LONGITUDINALE PE COMPLEXE LITOLOGICE.



- SOL, UMPLUTURI
- DEPOZITE LOESSOIDE
- DEPOZITE LOESSOIDE CU TEXTURĂ SLAB MACROPORICĂ
- ARGILE, ARGILE NISIPOASE - PRĂFOASE (DEPOZITE INTERMEDIARE)
- MARNE, ARGILE ȘI NISIPURI (COMPLEXUL MARNOS).
- NISIPURI DE MOSTIȘTEA
- PIETRIȘURI ȘI NISIPURI DE COLENTINA
- DOMENIUL DE VARIAȚIE A VALORILOR MEDII ALE VITEZEI UNDELOR LOGITUDINALE.
- NIVELUL HIDROSTATIC
- F210 FORAJ GEOTEHNIC - NUMĂRUL FORAJULUI

Peste aceste formaţiuni se dispun unii dintre termenii Miocenului (Tortonian şi Sarmaţian), reprezentaţi prin calcare marnoase, cenuşii şi respectiv, marne compacte cu intercalaţii de nisipuri. În continuare sînt menţionate depozite aparţinînd tuturor termenilor Pliocenului, reprezentat prin marne nisipoase (Meoţian-Ponţian), nisipuri fine, micacee (Dacian), tufuri calcaroase cenuşii şi nisipuri slab argiloase (Levantin).

Depozitele cuaternare, puse în evidenţă prin numeroase foraje executate pe cuprinsul municipiului [24], au arătat următoarea succesiune litologică :

— în bază se întîlneşte un orizont de nisipuri cu pietrişuri, reprezentat prin trei bancuri separate de intercalaţii argiloase, avînd o grosime totală de 100—170 m. Acest orizont, cunoscut sub denumirea de „Strate de Frăteşti", trece la partea superioară la nisipuri mărunte şi fine, uneori grosiere, micacee. După E. Liteanu, acestea aparţin Pleistocenului inferior. Pleistocenul mediu este reprezentat printr-o succesiune de marne, argiloase şi nisipuri denumite „complexul marnos" ;

— în continuare sînt întîlnite nisipuri mărunte şi fine, gălbui, cu intercalaţii grezoase şi argiloase, cunoscut sub denumirea de „nisipuri de Mostiştea". Aceste depozite sînt raportate Pleistocenului superior ;

— în continuare se dispune o serie de argile calcaroase de origine lacustră, cu intercalaţii de nisipuri. Grosimea lor scade de la nord (unde ating 15—20 m), spre sud, unde dispar complet, orizontul următor stînd direct peste bancul de nisip ;

— urmează un complex de pietrişuri şi nisipuri cu lentile de praf şi argilă („Pietrişurile de Colentina"), care se dezvoltă pe grosimi de 15—20 m. Aceste depozite au fost depuse în regim torenţial. Ele suportă depozitele argilo-prăfoase-nisipoase (loessoide), care au grosimea de 5—15 m. În masa lor se întîlnesc 2—3 nivele de sol fosil.

În luncile rîurilor apar aluviuni fine, reprezentate prin argile şi prafuri nisipoase, fine şi lentile de mîl. Grosimea lor este de 3—6 m.

Discontinuităţile în succesiunea formaţiunilor geologice care alcătuiesc umplutura Platformei Moesice (între Carbonifer mediu şi Triasic inferior, între Triasic şi Jurasic mediu, între Barremian şi Albian), reflectă oscilaţiile pe verticală ale soclului Platformei Moesice.

Din Cretacicul superior întreaga Platformă se ridică şi rămîne exondată pînă la începututl Tortonianului, după care aproape tot teritoriul este acoperit de apă pînă la sfîrşitul Pliocenului.

Pleistocenul se caracterizează prin instalarea succesivă a următoarelor regimuri : fluviatil (Pleistocen inferior) lacustru (Pleistocen mediu) şi fluviatil deltaic (Pleistocen superior), perioade în care s-au depus „Stratele de Frăteşti", „Complexul marnos" şi respectiv „Nisipurile de Mostiştea".

Succesiunea completă a depozitelor pliocene şi cuaternare, pînă la începutul Pleistocenului superior, indică faptul că întreaga regiune a fost afectată continuu de mişcări negative pe verticală.

Cercetările recente [7] asupra mişcărilor tectonice noi, au evidenţiat tendinţele mişcărilor actuale care afectează regiunile mari, adiacente perimetrului cercetat. Zona municipiului Bucureşti se plasează în domeniul caracterizat printr-o uşoară mişcare de coborîre ($0 \div -1$ mm/an).

2. COMPLEXE GEOLOGICE-GENETICE

Pe baza datelor obținute prin cercetările de teren, efectuate în anii 1964 și 1970, a forajelor, precum și prin cercetarea materialelor documentare aflate în arhiva diferitelor întreprinderi și instituții, s-a întocmit harta geologică inginerească. Pentru aceasta s-au analizat și selectat datele cuprinse în 1964 fișe de foraj, corespunzătoare la același număr de foraje geotehnice, aflate în arhivele Departamentului geologiei (M.I.M.G.), I.S.P.I.F.G.A., I.G.P. etc.

Pe harta condițiilor geologice inginerești (planșa 1), au fost figurate numai forajele pe baza cărora s-au efectuat secțiunile geologice. Pe această planșă au fost separate complexele geologice-genetice :

a. *Depozite fluvio-lacustre.* Sînt reprezentate printr-un orizont de nisipuri și pietrișuri, gros de 4—8 m (Pietrișurile de Colentina). Ele sînt constituite din cuarțite, micașisturi, gnaise și gresii și apar la zi mai ales în carierele de pe valea Colentinei. Au o structură încrucișată, fapt care denotă depunerea lor într-un regim torențial. Elementele de pietriș au în majoritate diametrul cuprins între 2—5 mm, rar 10—15 mm și numai în mod excepțional ajung la 50 mm. În ansamblu, compoziția granulometrică este reprezentată prin 60—65% pietriș, 20—30% nisip și 10—15% praf.

În general „Pietrișurile de Colentina" au gradul de îndesare redus, iar absorbția de apă este ridicată (coeficientul de absorbție 33—34%).

b. *Depozite aluvio-proluviale* (*loessoide*). Sînt alcătuite din prafuri nisipoase, argiloase, gălbui, cu concrețiuni calcaroase. În masa acestor depozite se observă mai multe intercalații de prafuri argiloase, avînd o culoare roșie-cărămizie, iar grosimea lor variază între 1—3 m. Aceste depozite, cercetate în diferite locuri, prezintă deosebiri care variază de de la un punct la altul în ceea ce privește numărul, grosimea și poziția lor stratigrafică.

Depozitele loessoide au cea mai mare grosime (10—25 m) pe cîmpul Cotroceni — Văcărești, iar cea mai mică (3—5 m) pe interfluviu Dîmbovița — Colentina.

În ansamblu, pachetul loessoid este alcătuit din 13—26% nisip, 43—47% praf și 31—40% argilă.

Indicele de plasticitate variază între 22—28. Umiditatea medie, în general redusă ($W_0 = 17\%$), duce la consistențe destul de ridicate ($I_c = 0{,}91$), plasînd aceste terenuri în domeniul plastic vîrtos pînă la tare. În general, porozitatea este redusă (35—37%), dar poate ajunge la valori mai mari (45%), datorită macroporilor. Densitatea aparentă variază între 1,9—2,0 g/cm^3.

c. *Depozite aluvionare.* Apar în lunca Dîmboviței și a Colentinei și sînt reprezentate prin argile, argile prăfoase-nisipoase și argile mîloase. Caracterul predominant este argilos, în special la suprafață. Cu adîncimea, conținutul în argilă scade în favoarea nisipului.

Grosimea acestui pachet este variabilă, nedepășind însă 7—8 m.

d. *Depozite deluviale.* Sînt reprezentate prin depozite loessoide cu structură slab macroporică. Ele acoperă aproape în întregime terasele Dîmboviței și ai Colentinei. În general se remarcă o creștere a conținutului

în argilă în comparație cu depozitele loessoide întîlnite în cîmpuri. Corespunzător, o parte din caracteristicile fizico-mecanice diferă față de cele stabilite pentru complexul depozitelor aluvio-proluviale.

e. *Umpluturi.* O mențiune specială trebuie făcută în legătură cu umpluturile, care în cuprinsul orașului și în special pe interfluviul Dîmbovița — Colentina, au o mare răspîndire. Ele s-au format ca urmare a depozitării gunoaielor în gropile unor vechi cariere aflate cîndva la marginea sau chiar în afara orașului. Pe planșa 2 au fost delimitate aceste zone. Extinderea în plan ca și în adîncimea lor mare (peste 12 m), le face improprii amplasării construcțiilor.

3. CONDIȚII HIDROGEOLOGICE

Pe cuprinsul municipiului București adîncimea nivelului hidrostatic variază mult în funcție de unitatea morfologică considerată.

În luncile Dîmboviței și Colentinei nivelul hidrostatic se află foarte aproape de suprafața terenului (0—5 m) iar pe spațiile interfluviale nivelul hidrostatic coboară mult, depășind adesea 10 m.

Corecțiile seismicității (ΔI_s), calculate pentru fiecare foraj geotehnic (reprezentate procentual pe planșa 2), sînt în măsură să atragă atenția asupra zonelor în care intensitatea seismică poate crește local, datorită proceselor ce pot avea loc în timpul perturbațiilor seismice, în depozitele îmbibate cu apă.

4. PROCESE GEOLOGICE DINAMICE ACTUALE

Dintre procesele geologice dinamice actuale care pot influența în mare măsură efectele mișcărilor seismice, menționăm pe cele legate de acțiunea de deplasare a maselor de roci pe pante (alunecări și surpări), cele datorate sufoziei și tasării, precum și procesele de înmlăștinire.

Fiecare dintre acestea au fost întîlnite în perimetrul cercetat, iar zonele afectate sînt evidențiate pe harta geologică inginerească (planșa 1).

5. MĂSURĂTORI SEISMICE

În zona municipiului București au fost efectuate un număr de 201 măsurători seismice în vederea determinării vitezei de propagare a undelor longitudinale în depozite acoperitoare (pînă la adîncimea de 20—25 m). Au fost realizate de asemenea un număr de 51 de măsurători pentru determinarea vitezei undelor transversale. În repartizarea teritorială a măsurătorilor, s-a ținut seama atît de extinderea principalelor unități geomorfologice cît și de eventualele direcții de dezvoltare ale orașului.

Astfel, cele mai multe măsurători (33%) s-au executat pe interfluviul Dîmbovița — Colentina, pe care este instalată cea mai mare parte a orașului și care reprezintă aproximativ 30% din zona cercetată. Aproximativ 25% din măsurători s-au efectuat pe cîmpul Cotroceni — Văcărești,

21% în lunca Dîmboviţei şi numai 11% şi respectiv 10% pe cîmpul Pipera—Pantelimon şi în lunca Colentinei.

Viteza medie a undelor longitudinale variază în limite destul de largi, de la 0,3 km/s pînă la 1,1 km/s, în funcţie de natura litologică a depozitelor şi de unitatea geomorfologică considerată.

Cele mai ridicate valori ale vitezei medii a undelor longitudinale au fost înregistrate în profilele seismice efectuate în lunca Colentinei (0,8—1,1 km/s).

Valorile cele mai mici au fost întîlnite pe cîmpul Cotroceni — Văcăreşti, Pipera — Pantelimon precum şi pe interfluviul Dîmboviţa — Colentina, (0,3—0,6 km/s). În mod excepţional în unele profile seismice efectuate pe aceste unităţi geomorfologice s-au înregistrat valori mai mari (0,7—0,8 km/s). Numărul staţiilor seismice în care s-au înregistrat valorile menţionate reprezintă însă mai puţin de 3% din număul total al măsurătorilor.

În lunca Dîmboviţei, viteza medie a undelor longitudinale variază într-un diapazon destul de larg, fapt pus în legătură atît cu marea heterogenitate a depozitelor aluvionare cît şi cu prezenţa sau absenţa apelor subterane. Aici au fost înregistrate valori cuprinse între 0,3—1,8 km/s. Excepţional s-au înregistrat, în mai puţin de 10% din numărul total al măsurătorilor, valori superioare (0,9—1,2 km/s).

Pentru cîmpurile Cotroceni — Văcăreşti, Pipera — Pantelimon şi interfluviul Dîmboviţa — Colentina s-a stabilit ca valoare medie a vitezei undelor longitudinale 0,5 km/s.

Pentru lunca Dîmboviţei valoarea medie a vitezei undelor longitudinale este 0,6 km/s, iar în lunca Colentinei de 0,85 km/s.

S-a ajuns la aceste valori deoarece cu toate că valorile medii pentru fiecare măsurătoare sînt cuprinse într-un diapazon larg, ele se grupează în jurul uneia sau a două valori, care de obicei reprezintă jumătate sau chiar mai mult din numărul total al măsurătorilor.

Acest fapt este pus în evidenţă pe graficele prezentate în planşa 2.

CAP. IV. — MICROZONAREA SEISMICĂ

Pentru stabilirea corecţiilor intensităţii seismice în funcţie de condiţiile seismo-geologice locale, s-a adoptat metodologia elaborată de S.V. Medvedev, care se bazează pe rigiditatea seismică a rocilor.

Corecţiile intensităţii seismice au fost calculate cu ajutorul formulei (1).

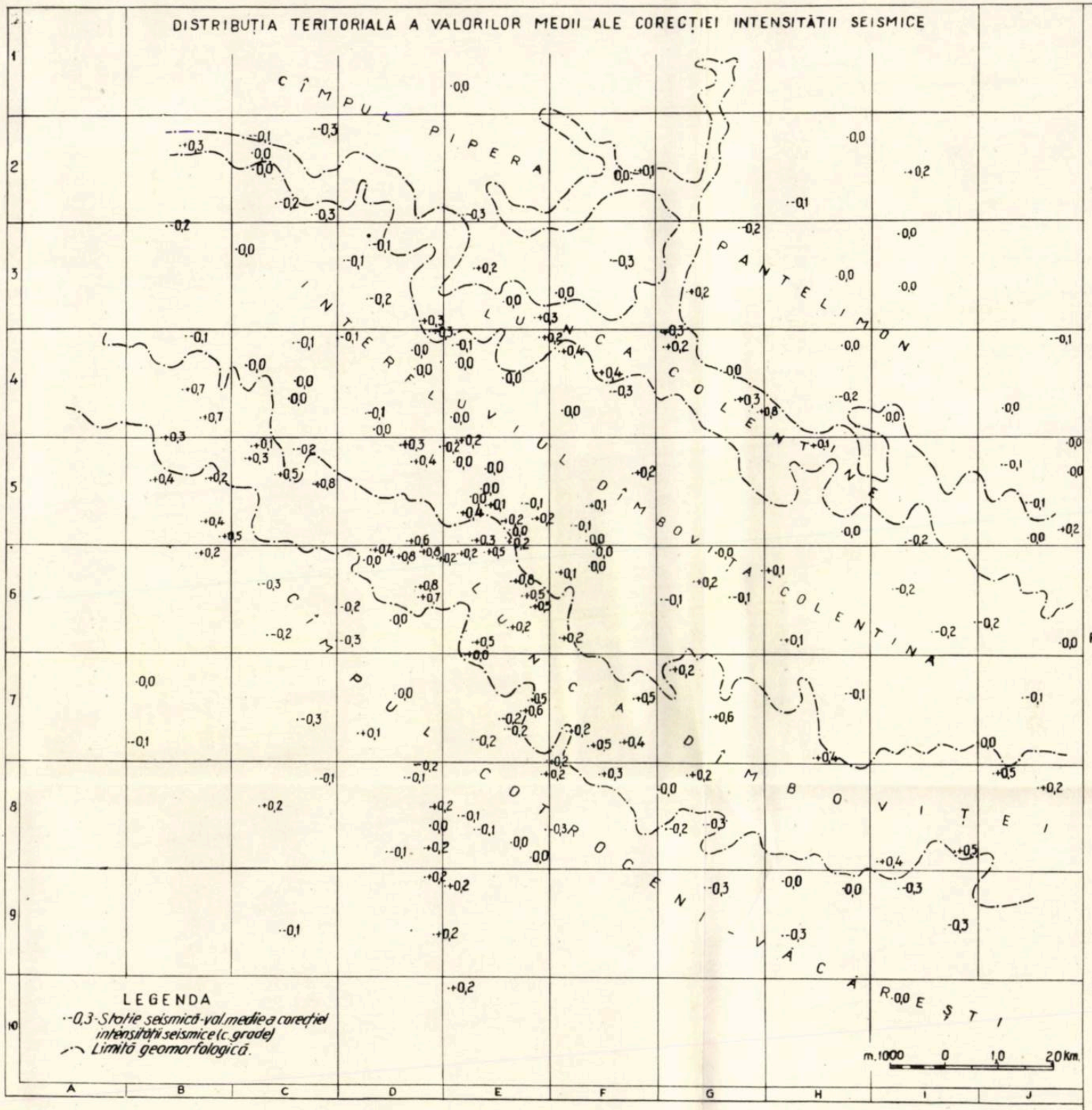
Avînd în vedere distanţa epicentrală destul de mare faţă de epicentrul din Vrancea ($\Delta = 160$ km), inexistenţa accidentelor tectonice pe cuprinsul sau în apropierea zonei cercetate şi relieful cvasiplan al acesteia, s-a aplicat, pentru stabilirea corecţiei intensităţiii seismice, relaţia

$$C = C_s - C_{s\,\text{med}} \tag{3}$$

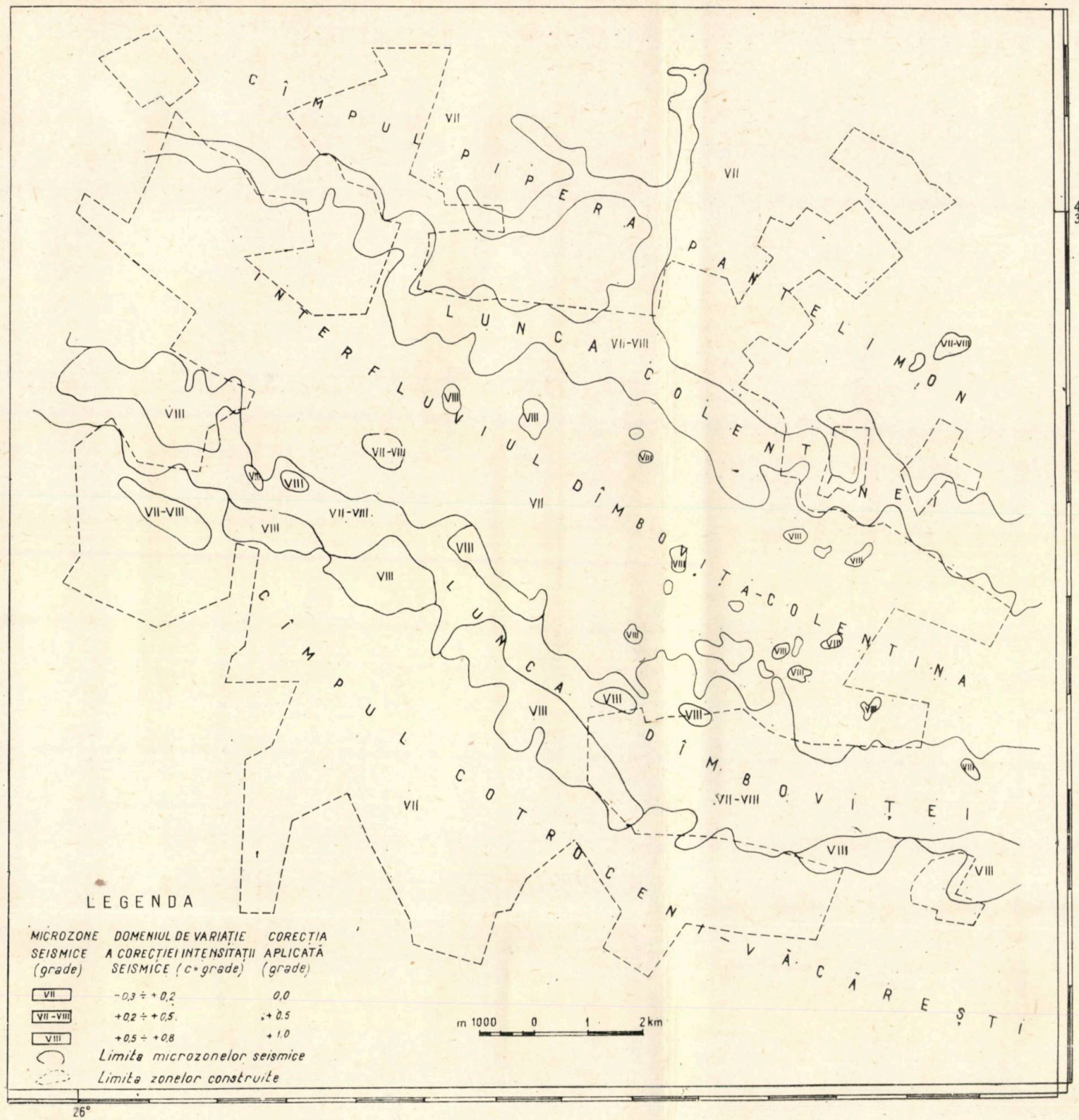
unde $C_{s\,\text{med}}$ reprezintă valoarea medie a corecţiei intensităţii seismice proprie condiţiilor medii ale teritoriului cercetat.

SCHIȚA MICROZONĂRII SEISMICE A MUNICIPIULUI BUCUREȘTI

DISTRIBUȚIA TERITORIALĂ A VALORILOR MEDII ALE CORECȚIEI INTENSITĂȚII SEISMICE


CÎMPUL PIPERA PANTELIMON
INTERFLUVIUL DÎMBOVIȚA COLENTINA
CÎMPUL COTROCENI VĂCĂREȘTI

MICROZONAREA SEISMICĂ A MUNICIPIULUI BUCUREȘTI



Pe planșa 2 este trecută în dreptul fiecărui punct de observație (stație seismică), valoarea medie a corecției intensității seismice. Aceste valori au stat la baza delimitării microzonelor de seismicitate.

Pe aceeași planșă (în partea dreaptă), sînt o serie de grafice care ilustrează repartizarea procentuală a valorilor medii ale densității aparente (ρ), vitezei undelor longitudinale (V_p), rigidității seismice (R_s), corecției seismicității în funcție de adîncimea nivelului hidrostatic (ΔIh) și corecției intensității seismice (C).

În general, se remarcă domeniul restrîns de variație a valorilor medii ale densității aparente și ale vitezei undelor longitudinale în zona cîmpurilor, pe cînd în lunci, mai ales valorile vitezei undelor longitudinale, sînt cuprinse în limite mai largi.

Corespunzător se remarcă o mai mare dispersie a valorilor medii ale rigidității seismice (vezi graficul R_s din luncile Dîmboviței și Colentinei).

Corecția seismică în funcție de adîncimea nivelului hidrostatic prezintă două aspecte, în funcție de unitatea geomorfologică considerată.

Pentru zona cîmpurilor se remarcă valorile mici ale corecției (în mod excepțional, acestea depășesc 0,5 grade), pe cînd în luncile rîurilor, pentru aproximativ 55—82% din numărul măsurătorilor valoarea corecției este de 1 grad.

Pe graficele corespunzătoare cîmpurilor intensității seismice (mici ca valoare absolută), se plasează de o parte și de cealaltă a axelor acestora, fapt care nu ne-a permis separarea unor microzone seismice.

Pe graficele construite pentru zonele de luncă, corecțiile intensității seismice sînt grupate în domeniul valorilor pozitive. Acest lucru ne-a determinat să separăm în cadrul luncilor, microzone seismice în care intensitatea poate atinge valori superioare celei adoptate prin lucrările de macrozonare seismică.

Aplicarea corecțiilor determinate prin cercetările de teren și laborator, la gradul de intensitate seismică, adoptat prin lucrările de macrozonare, au dus la delimitarea pe cuprinsul municipiului București a trei microzone de seismicitate. Potrivit hărții de macrozonare (STAS 2923 — 71), orașul București face parte din aria microseismică de gradul VII, așa încît corecțiile (cu semnul respectiv) se vor aplica acestei valori.

Pentru a facilita această operație, au fost stabilite o serie de domenii de variație ale corecției, pentru fiecare aplicîndu-se o anumită valoare. Acest fapt reiese din legenda la planșa 3 unde sînt delimitate microzonele de seismicitate.

Microzona de gradul VII. În cuprinsul acestei microzone, valoarea corecției intensității seismice variază între $-0{,}3$ și $+0{,}2$ grade, valori care nu au permis modificarea intensității seismice stabilite prin macrozonarea seismică.

Microzona cuprinde aproape în întregime cîmpurile Pipera — Pantelimon și Cotroceni — Văcărești și o mare parte din interfluviul Dîmbovița — Colentina.

Microzona de gradul VII — VIII, delimitată ca urmare a aplicării corecției de $+0{,}5$ grade, în funcție de domeniul de variație a corecției intensității seismice ($+0{,}2$ și $+0{,}5$), ocupă cea mai mare suprafață de de teren din cuprinsul luncii Dîmboviței, în întregime lunca Colentinei

şi unele zone, reduse ca întindere pe interfluviul Dîmboviţa — Colentina (în vecinătatea cinematografului Giuleşti), precum şi în zona canalului de aducţiune de la Argeş.

Microzona de gradul VIII este cea mai restrînsă ca întindere şi se prezintă sub forma unor insule în cuprinsul celorlalte două. Corecţia intensităţii seismice variază între +0,5 şi +0,8 grade. Cele mai numeroase porţiuni de teren incluse în această microzonă sînt în lunca Dîmboviţei. Ele se întîlnesc mai ales pe malul drept şi se suprapun aproximativ zonelor în care condiţiile hidrogeologice şi geologice inginereşti sînt deosebit de nefavorabile. În partea de vest — nord vest a perimetrului, în zona Crîngaşi — Roşu, se află o mare suprafaţă de teren pentru care, datorită condiţiilor hidrogeologice nefavorabile, s-a stabilit gradul VIII de intensitate seismică.

O menţiune specială trebuie făcută în legătură cu zonele de umpluturi recente de pe cuprinsul interfluviului Dîmboviţa — Colentina, unde datorită condiţiilor improprii de fundare (fapt pus în evidenţă şi prin măsurătorile seismice), intensitatea seismică s-a majorat cu 1 grad.

CONCLUZII

Cu toate că distanţa epicentrală este relativ mare, şocurile provocate de cutremurele adînci din Vrancea se fac simţite destul de violent pe cuprinsul oraşului. Acest lucru este confirmat de efectele cutremurului din anul 1738, cînd a căzut turnul de la curtea Domnească, cel din anul 1802 care a dărîmat foişorul turnului Colţea şi desigur, cutremurul de la 10.XI. 1940 care a provocat grave avarii la numeroase clădiri şi a dus la prăbuşirea Carltonului.

Analizarea detaliată a condiţiilor geologice-inginereşti prin cercetări de teren şi laborator, prin foraje geologice, geotehnice şi hidrogeologice, prin măsurători seismice „in situ" a permis cunoaşterea aprofundată a particularităţilor seismo-geologice ale perimetrului şi a condus la delimitatea microzonelor de seismicitate.

Aceste condiţii, nefavorabile în anumite sectoare, au impus separarea unor microzone, în cuprinsul cărora intensitatea seismică este superioară cu 0,5 şi respectiv 1 grad faţă de cea stabilită prin lucrările de macrozonare.

Printre factorii de mare însemnătate care au determinat majorarea intensităţii seismice, un loc deosebit îl ocupă condiţiile hidrogeologice.

Pe aproximativ 5% din întreaga suprafaţă de teren cercetată, intensitatea seismică s-a majorat cu 1 grad, iar pe cca 12% cu 0,5 grade.

Recomandăm că aceste microzone să fie evitate pe cît posibil atunci cînd se planifică amplasarea construcţiilor de orice fel.

Primit la redacţia la 15 ianuarie 1971.

BIBLIOGRAFIE

1. Atanasiu, I., *Cutremurele de pămînt din România*, Bucureşti, Edit. Academiei, 1961,
2. Atanasiu, I., *Cutremurele de pămînt şi sensibilitatea seismică în România*, Analele Academiei R.P.R., Secţ. Ştiinţ. Geol. Geogr. Biol. Seria A, t. I Mem. 5, Bucureşti, 1949.

3. Bela, Simon, *Sepsiszentgyörgy földrengésci és az általuk okozolt Károk elleni védekezés*, Budapesta, 1946.
4. Beleş, A. Ifrim, M., *Elemente de seismologie inginerească*, Edit. tehnică, 1962.
5. Borisevici, E. S., *Portativnie mnogo canalnie magneto-electriceskie ostilografi*, Priboro-stroenie, *10* (1956).
6. Ciocîrdel, R., Socolescu, M., Teodorescu, C., *Fractures majeures de l'écorce terrestre dans le domaine Carpato-Balkanique*, Assoc. Geol. Carpato-Balkanique, VIIIe Congres., Belgrad, 1967.
7. Ciocîrdel, R, Eska, Al., *Încercare de sinteză a datelor cu privire la mişcările verticale recente ale scoarţei terestre în România*, St. cerc. geol., geogr., geofiz., Seria geofiz., *4*, *1* (1966).
8. Coteţ, P., *Unele date privind geomorfologia zonei oraşului Bucureşti*, Probl. de Geogr., vol. X, 1963.
9. Demetrescu, G., *Remarque sur le tremblement de terre de Roumanie du 10 Novembre* 1940, C.R. Acad. Sci. Roum., **V**, *3*, Bucureşti, 1941.
10. Erşov, I. A., *Sopostavlenie instrumentalnîh dannîh o skorostiah rasprostranenia voln v grunte, amplitudah i periodah dlia seismiceskogo microraionirovania*, Trudî Instituta Fiziki Zemli, *36*, 203 (1965).
11. Florinesco, A., *Catalogue des tremblements de terre ressentis sur le territoire de la R.S.R.* (Le résumé Français), Academie de la R.S.R., Bucureşti, 1958.
12. Hepites, St., *Registrul cutremurelor de pământ din România* (1838—1892), Anal. Inst. Meteor. Rom., T **VI** (1890), Bucureşti, 1893.
13. — *Materiale pentru seismografia României (1893—1906)*, Anal. Acad. Rom. Ser. 2, t. XVII—XXIX, Mem. Secţ. Ştiinţ., Bucureşti, 1895—1907.
14. Housner, G. V., *Geotechnical Problems of Destructive Earthquakes*, Géotechnique, London, 1954.
15. Ishimoto, M., *Comparaison accélérimétrique des seconsses seismique dans deux parties de la ville de Tokyo*, Bull. ERI (10) Part. I, March 1923, p. 171—187.
16. Kanai, K., *The requist conditions for the predominant vibration of ground*, Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ., 1957, 35.
17. — *An Empirical Formula for the Spectrum of Strong Earthquake Motion*, P.S.W.C.E.E. Tokyo, 1960.
18. — *Relation between the nature of the surface layer and the amplitudes of earthquake*, Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ., 1952, 30.
19. Kirnos, D. P., Rulev, B. G., Harin, D. A., *Seismograf VEGIK dlia raboti injenernoi seismologhii i reghistraţii blizkih zemletriasenii*, Trudî Instituta Fiziki Zemli A.N.S.S.S.R., *16* (183), 1961.
20. Kishinonye, F., *On the Period and the Amplitude of Microseism Movement*, Bull. ERI (29) Part. 3 Sept. 1951, p. 483—486.
21. Kishinonye, F., *Microseisms and Subsol Conditions*, P.S.W.C.E.E. Tokyo, 1960.
22. Krasnikov, N. D., *Ob ispolzovanii znacenii skorestei poperecinih voln dlia seismicescovo microraionirovania*, Seismiceskoe microraionirovania. Izdatelstvo „Nauka", Moskva, 1965.
23. Liamzina, G. A., *Ob izucenii seismiceskih svoistvo gruntov dlia seismomicroraionirovania*, Trudî Instituta Fiziki Zemli A.N.S.S.S.R., *22* (1962).
24. Liteanu, E., *Geologia zonei oraşului Bucureşti*, Stud. Tehn. Econ. Seria E, *1* (1952).
25. Mândrescu, N., *Cercetări experimentale de microraionare seismică în zona de la confluenţa rîului Argeş cu rîul Neajlov*, St. cerc. geol. geofiz., geogr., Seria geofiz., **7**, *2*, 269—279, Bucureşti (1969).
26. — *Microraionarea seismică a oraşului Bacău*, St. cerc. geol., geofiz., geogr., Seria geofiz., *4*, *1*, 229—235, Bucureşti (1966).
27 — *Asupra microraionării seismice a oraşului Bîrlad*, St. cerc. geol., geofiz. geogr., Seria geofiz., *4*, *1*, 237—244, Bucureşti (1966).
28. — *Microzonarea seismică instrumentală a perimetrului Bîrlad—Zorleni*, St. cerc. geol. geogr., geofiz., Seria geofiz., **8**, *2* Bucureşti (1970).
29. Medvedev, S. V., *Oţenka seismiceskoi balnosti vizavisimosti ot gruntovih uslovii*, Trudî gheofiziceskogo Instituta A.N.S.S.S.R., *14* (141), 1952.

30. MEDVEDEV, S. V., *Injenernaia seismologhia*, Moskva, 1962.
31. — *Instrucțiea po provedeniim seismiceskogo microraionirovania*, Trudî Instituta Fiziki Zemli A.N.S.S.S.R., *22* (189), 1962.
32. MRAZEC, L., *Comunicare preliminară asupra sondajului de la Filaret*, Dezb. Acad. Vol. XXIX, Seria II-a 1906—1907, București.
33. NASU, N., *Investigation of the Ground in Northern Part of the City of Iokkaichi in the North Ise Industrial District*, P.S.W.C.E.E. Tokyo, 1960.
34. NICOLAEV, A. B., *Seismiceskie svoistva gruntov*, Izdatelstvo „Nauka", Moskva, 1965.
35. PETRESCU, G. RADU, C., *Contribuții la întocmirea hărții seismice a Europei*, St. cerc. astron. seism., *1*, anul VI (1961).
36. PETRESCU, G., RADU, C, *Seismicitatea teritoriului R.S.R. în perioada 1901—1960*, An. St. ale Univ. „Al. I. Cuza" Iași (seria nouă), Secț. I, Tom VI, Anul 1960, Fasc. 3.
37. PETRESCU, G., RADU, C., *Seismicitatea și raionarea seismică a teritoriului R.S.R. în intervalul 1900—1958*, St. cerc. astron. seism., *2*, anul VI, 1961.
38. RĂDULESCU, N. AL., *Cercetări în Moldova de Sud asupra cutremurului din 10 noiembrie 1940*, Rev. Geogr. Rom., anul III, fasc. II—III, București, 1940.

TEHNICA MĂSURĂTORILOR DE TEREN A CÎMPULUI ELECTROMAGNETIC TRANZITORIU

DE

ION STOICA

INTRODUCERE

Aplicarea studiului fenomenelor electromagnetice tranzitorii legate de stabilirea unui cîmp magnetic în prezenţa unor corpuri conductoare, în scopul prospectării zăcămintelor de minereuri cu conductibilitate metalică, a cunoscut o mare dezvoltare în ultimul deceniu.

Baza acestei metode a fost pusă de cercetările teoretice şi experimentale întreprinse începînd din 1958 de cercetătorii Institutului de prospecţiuni geologice şi ai Centrului de cercetare a metodelor şi tehnicii de prospecţiuni din U.R.S.S. şi de firma „Barringer Research Limited" din Canada. Aceste organizaţii au fost primele care au pus la punct aparatura de teren, care a dat rezultate foarte bune la prospectarea minereurilor conductoare.

Posibilitatea, în principiu, de utilizare a fenomenelor electromagnetice tranzitorii pentru cercetarea corpurilor de minereu cu conductivitate ridicată a fost demonstrată teoretic încă din 1951 de către J.R. Wait. Această metodă face parte din categoria metodelor electromagnetice inductive, dar se deosebeşte de restul metodelor care utilizează cîmpuri electromagnetice armonice, în primul rînd, prin faptul că permite măsurarea efectului anomal „curat", fără influenţa cîmpului primar, şi, în al doilea rînd, prin volumul mai mare de informaţii care se pot obţine din analiza fenomenelor tranzitorii.

Prezentul referat şi-a propus să trateze problemele legate de tehnica de măsurare a acestei metode şi modul ei de aplicare în teren la cercetarea formaţiilor geologice conductoare.

Astfel, în primul capitol se prezintă principalele rezultate ale cercetărilor teoretice şi pe modele în cazul secţiunilor geoelectrice simple, pentru precizarea elementelor de bază care caracterizează fenomenele electromagnetice tranzitorii şi care se iau în consideraţie la elaborarea aparaturilor de măsură.

În cel de-al doilea capitol se tratează principalele probleme teoretice privind evaluarea influenţelor asupra măsurătorilor care apar atît la

ST. CERC. GEOL., GEOGR., GEOF., SERIA GEOFIZICĂ., TOM 10, NR. 1, P. 117–179, BUCUREŞTI, 1972

generarea cîmpului primar, cît şi la înregistrarea cîmpului secundar, legate de construcţia aparaturii.

Tehnicile de măsură existente şi modul lor de utilizare în teren la rezolvarea problemelor geologice sînt prezentate în capitolul al treilea.

Sursele de informare folosite sînt cuprinse în lista bibliografică de la finele acestei lucrări.

Deoarece în literatura de specialitate în limba română nu există lucrări despre această metodă, iar în literatura străină nu s-a impus o denumire unitară pentru aceasta, în lucrarea de faţă s-a utilizat denumirea de metoda fenomenelor electromagnetice tranzitorii sau prescurtat MFEMT. S-a acceptat această denumire deoarece ni s-a părut mai justificată decît denumirile : metoda proceselor tranzitorii în limba rusă, metoda fenomenelor tranzitorii în limba franceză sau metoda impulsurilor tranzitorii în limba engleză, întrucît ea arată apartenenţa ei la clasa metodelor electromagnetice şi precizează caracterul fenomenelor utilizate.

1. ELEMENTE ALE TEORIEI METODEI FENOMENELOR ELECTROMAGNETICE TRANZITORII (MFEMT)

I. 1. Principiul metodei

Metoda fenomenelor electromagnetice tranzitorii (MFEMT) este o metodă inductivă care studiază cîmpul electromagnetic tranzitoriu în scopul cercetării corpurilor de minereu şi al rocilor cu o conductivitate electrică ridicată.

În calitate de sursă a cîmpului primar se utilizează, în general, un cîmp magnetic, care scade brusc de la o valoare finită la zero. Sursa cîmpului primar este constituită dintr-o spiră de formă pătrată nepusă la pămînt, o spiră de mici dimensiuni (tip dipol) şi foarte rar un cablu liniar lung pus la pămînt, alimentate cu un curent de tip treaptă.

Schimbarea în treaptă a cîmpului magnetic primar conduce la apariţia în rocile conductoare şi în corpurile de minereu cu conductivitate electrică bună a unor curenţi turbionari, al căror cîmp magnetic tranzitoriu se studiază cu ajutorul unui cadru inductiv de recepţie.

În momentul suprimării cîmpului magnetic primar, în partea superficială a obiectelor conductoare sînt generaţi curenţi turbionari, a căror valoare şi distribuţie tind să conserve în interiorul conductorului cîmpul primar. Cu timpul, curenţii turbionari pătrund în profunzimea conductorului, atenuîndu-se datorită pierderilor termice.

Din analiza problemelor teoretice ale MFEMT rezultă că amplitudinea şi viteza de atenuare a cîmpului magnetic secundar într-un punct dat e determinată de geometria şi de proprietăţile electrice şi magnetice ale corpului conductor, de poziţia punctului de observaţie şi de poziţia şi caracteristicile geometrice ale sursei cîmpului primar.

La această metodă, mărimea măsurată este f.e.m. tranzitorie care apare în cadrul de recepţie, normată, în general, la valoarea intensităţii curentului de alimentare a spirei care generează cîmpul primar.

Metoda FEMT are un şir de caracteristici comune metodelor inductive de frecvenţe joase, dar şi deosebiri esenţiale.

Cea mai importantă deosebire, din care rezultă o capacitate mai mare de rezolvare, este faptul că măsurarea cîmpului secundar se face după dispariţia celui primar, înregistrîndu-se astfel un efect anomal „curat".

Aparatul matematic, bazat pe transformatele Fourier şi Laplace, permite trecerea de la caracteristica de frecvenţă la cea tranzitorie şi invers.

În momentul de faţă există mai multe variante de aplicare a acestei metode pentru cercetarea minereurilor. O clasificare posibilă a lor se poate face luînd în consideraţie modul de generare a cîmpului magnetic primar, şi în acest caz avem :

a) metoda FEMT care utilizează pentru excitaţie o cădere izolată, tip treaptă, a cîmpului magnetic primar şi oscilografierea f.e.m. tranzitorie care apare în cadrul de recepţie cu care se execută măsurători în suprafaţa interioară a spirei generatoare ;

b) metoda FEMT care utilizează pentru excitaţie impulsuri dreptunghiulare periodice cu pauze între ele. Aparatura realizată pentru acest caz foloseşte, în general, spira generatoare a cîmpului primar şi în calitate de spiră receptoare. f.e.m. tranzitorie este măsurată pentru diferiţi timpi de la întreruperea cîmpului primar ;

c) metoda FEMT la care cîmpul primar este constituit din impulsuri periodice de tip semiundă (de formă sinusoidală cuprinsă în intervalul 0 şi π) de durată foarte scurtă. Această variantă este elaborată pentru măsurători în continuă mişcare din aer (echipamente aeropurtate) sau la sol (echipament autopurtat). f.e.m. tranzitorie este măsurată la mai mulţi timpi de la întreruperea cîmpului primar şi evoluţia amplitudinilor acestor mărimi pentru timpii de măsură în raport cu spaţiul parcurs este înregistrată oscilografic.

De remarcat că metoda FEMT în variantele cu excitaţie în regim periodic se poate aplica la carotaj.

Întrucît elaborarea tehnicilor de măsură este fundamentată pe cunoaşterea particularităţilor cel puţin a cazurilor simple, vom examina în cele ce urmează caracteristicile tranzitorii pentru cîteva corpuri conductoare simple. Aceste cazuri sînt tratate în [5], [6], [19], [11], 12], [16], [21].

I. 2. Fenomene electromagnetice tranzitorii în cazul cîmpului omogen

În acest caz, cîmpul pimar magnetic B este omogen şi la momentul $t = 0$ scade de la valoarea finită B_0 la zero, adică

$$\text{la } t < 0,\ B = B_0,$$

$$\text{la } t > 0,\ B = 0.$$

I.2.1. *Cazul cilindrului infinit şi al sferei.* Pentru un cilindru infinit de rază a, conductivitate γ, permeabilitate μ, situat într-un mediu

neconductor, expresiile pentru componentele cîmpului electric tranzitoriu în sistemul de coordonate cilindrice (r, φ, z) sînt următoarele:

$$E_{H_r} = 4 B_0 \mu \frac{a^2}{r^2} \cos \varphi . \alpha \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\alpha(ak_s)^2 t},$$

$$E_{H_\varphi} = 4 B_0 \mu \frac{a^2}{r^2} \sin \varphi . \alpha \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\alpha(ak_s)^2 t}. \tag{1}$$

În sistemul de coordonate considerat, axa z coincide cu axa cilindrului, iar cîmpul primar este perpendicular pe aceasta, corespunzător direcției $\varphi = 0, \alpha = \frac{1}{\gamma \mu a^2}$, iar constantele k_s sînt determinate de ecuația $I(k_s a) = 0$, unde $I_0(k_s a)$ este funcția lui Bessel modificată de prima speță și de ordin zero. Rezolvarea acestui caz este dată în [5].

Pentru o sferă de rază a, conductivitate γ, permeabilitate magnetică μ, situată într-un mediu neconductor, tot după [5] expresiile sînt:

$$E_{H_r} = 6 B_0 \mu \frac{a^3}{r^3} \cos \theta . \alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t},$$

$$E_{H_\theta} = 3 B_0 \mu \frac{a^3}{r^3} \sin \theta . \alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t}. \tag{2}$$

Formulele de mai sus sînt exprimate în coordonate sferice; centrul coincide cu cel al sferei, direcția $\theta = 0$ coincide cu direcția cîmpului primar, iar $\alpha = (\gamma \mu a^2)^{-1}$.

Din expresiile de mai sus rezultă că dependența f.e.m. tranzitorie determinată de cîmpul magnetic secundar este descrisă de o serie infinită exponențială, a cărei viteză de micșorare cu timpul este determinată de parametrul α. Se observă că viteza de atenuare scade cu creșterea conductivității și a dimensiunilor corpului conductor. Specificăm că la rezolvările teoretice date mai sus s-au neglijat curenții de deplasare, rezolvîndu-se ecuațiile următoare pentru potențialul vector A:

$$\Delta A_i = \gamma \mu \frac{\partial A}{\partial t} \text{ pentru } r < a \tag{3}$$

și

$$\Delta A_e = 0 \text{ pentru } r < a.$$

În figura 1 se prezintă graficele f.e.m. în cadru de recepție la cercetarea fenomenelor tranzitorii pe sfere cu diferiți parametri α.

I.2.2. *Cazul unor secţiuni geologice complicate.* Cazurile prezentate mai înainte corespund unor secţiuni geoelectrice simple, care se întîlnesc rar în practică. În situaţiile reale, secţiunile geoelectrice sînt complicate, corpurile conductoare au o formă oarecare şi sînt localizate în medii neo-

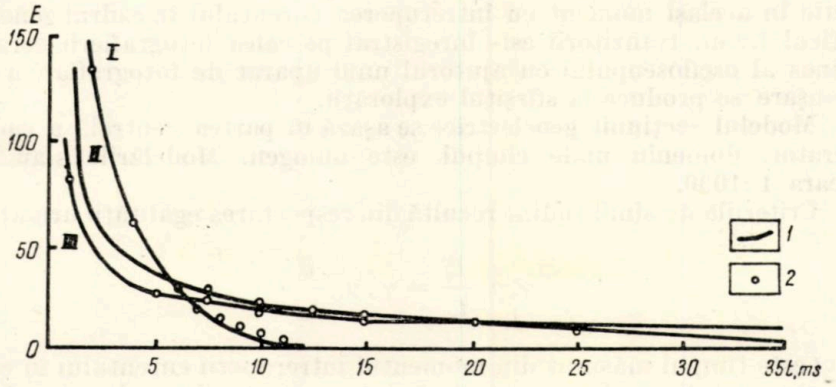


Fig. 1. — Graficile f.e.m. în cadrul de recepţie la cercetarea fenomenelor tranzitorii pe o sferă cu diferiţi parametri (pe modele 1; calculate 2):

I $a = 65$ m; $\rho = 0{,}22\Omega$m; $\alpha = 41{,}62\text{s}^{-1}$,
II $a = 65$ m; $\rho = 0{,}027\Omega$m; $\alpha = 5{,}24\text{s}^{-1}$,
III $a = 59$ m; $\rho = 0{,}017\Omega$m; $\alpha = 3{,}84\text{s}^{-1}$.

mogene, conductoare şi în majoritatea cazurilor acoperite cu depozite superficiale. Pentru aceste cazuri, rezolvarea problemelor teoretice ale metodei FEMT este posibilă numai cu ajutorul modelărilor.

În figura 2 este prezentată schema-bloc a instalaţiei pentru modelarea fenomenelor tranzitorii [5]. În această instalaţie, cîmpul magnetic

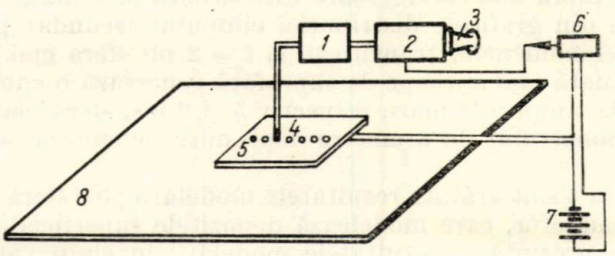


Fig. 2. — Schema bloc a instalaţiei pentru modelarea proceselor tranzitorii

1 — amplificator de tensiune constantă şi variabilă; *2* — osciloscop cu explorare remanentă; *3* — aparat de fotografiat; *4* — cadru de recepţie; *5* — spiragenerator; *6* — comutator electronic; *7* — sursă de curent; *8* — placa model.

este generat cu ajutorul unui cadru *5* cu mai multe spire (100 de spire, 2Ω) de formă pătrată, prin care trece un curent de 3—5 A. Ca sursă de curent s-a utilizat o baterie de acumulatori. Cuplarea şi întreruperea

curentului s-au realizat cu ajutorul unui comutator electric, construit după o schemă triger cu tranzistori. Măsurarea cîmpului magnetic se efectuează cu ajutorul cadrului inductiv 4. F.e.m. generată în acest cadru este amplificată cu ajutorul unui amplificator 1 şi înregistrată de un osciloscop cu explorare remanentă. Începutul explorării este comandat de triger, practic în acelaşi moment cu întreruperea curentului în cadrul generator. Graficul f.e.m. tranzitorii este înregistrat pe calea fotografierii ecranului luminos al osciloscopului cu ajutorul unui aparat de fotografiat, a cărui declanşare se produce la sfîrşitul explorării.

Modelul secţiunii geoelectrice se aşază în partea centrală a cadrului generator, domeniu unde cîmpul este omogen. Modelările s-au făcut la scara 1 :1000.

Criteriile de similitudine rezultă din respectarea egalităţii următoare :

$$\gamma_n \mu_n \frac{l_n^2}{t_n} = \gamma_m \mu_m \frac{l_n^2}{t_m}, \tag{4}$$

unde t este timpul măsurat din momentul întreruperii curentului în cadrul generator şi l dimensiunea caracteristică a secţiunii geoelectrice. Indicii n şi m arată apartenenţa parametrilor ce corespund cazului natural şi celui modelat.

Aparatura de măsură pentru aceste modelări prezintă principial aceleaşi caracteristici cu aparatura de teren pentru metoda FEMT şi şi la modelări s-a luat $t_n = t_m$. Modelele de corpuri de minereu se execută în această situaţie din plumb, aluminiu şi cupru. Pentru $t_m = t_n$ şi scara distanţelor 1 :1000, în ordine, valorilor de rezistivitate pentru Pb, Al şi Cu le corespund în secţiunea geoelectrică naturală rezistivităţi de 0,22, 0,027 şi, respectiv, 0,017 Ωm.

În figura 3 sînt prezentate rezultatele modelării fenomenelor tranzitorii în prezenţa a două sfere cu conductivităţi diferite şi situate la adîncimi diferite. Sfera mai conductoare este situată la o adîncime mai mare. Cum se vede din graficele distribuţiei cîmpului secundar pentru diferite momente ale fenomenelor tranzitorii, la $t = 2$ ms sfera mai puţin conductoare, dar situată mai aproape de suprafaţă generează o anomalie mai puternică, dar la timpi mai mari, respectiv 5 şi 8 ms, sfera mai conductoare, datorită parametrului de atenuare mai mic, generează efecte anomale mai mari.

În figura 4 sînt arătate rezultatele modelării pe o sferă situată sub un semiecran conductor, care modelează depozitele superficiale conductoare. În paralel se prezintă şi rezultatele modelării în cîmp variabil armonic în prezenţa aceleiaşi secţiuni geoelectrice. Stratul superficial conductor s-a modelat dintr-o placă de aluminiu căreia îi corespunde un strat superficial gros de 3 m, cu rezistivitatea egală cu 0,2 Ωm.

Pentru ambele tipuri de măsurători se compară anomaliile obţinute în prezenţa şi absenţa semiecranului. Din figura 4 rezultă că pentru primele milisecunde efectul anomal al sferei este considerabil mai mic decît cel al semiecranului, dar pentru momente mai tîrzii efectul anomal al ecranului este atenuat aproape complet şi rămîne prezent numai cel al sferei. În cîmpul armonic, chiar la frecvenţa de 120 Hz, anomalia datorată sferei se distinge greu pe fondul anomaliei depozitelor superficiale.

Fig. 3. — Fenomene tranzitorii în cîmpul magnetic pe două sfere cu diferiți parametrii α (modelare).

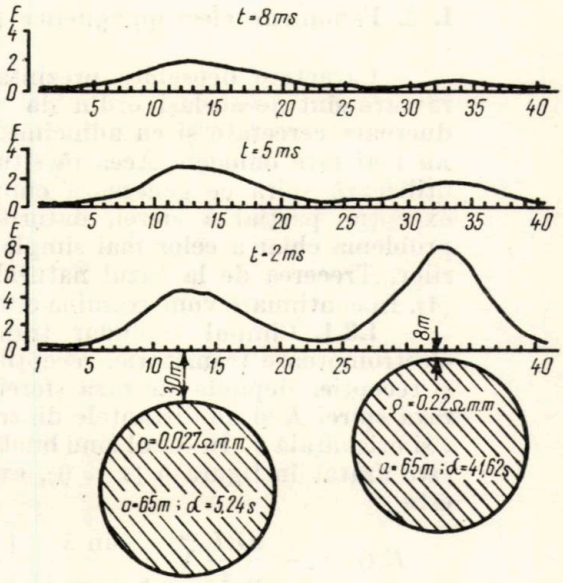
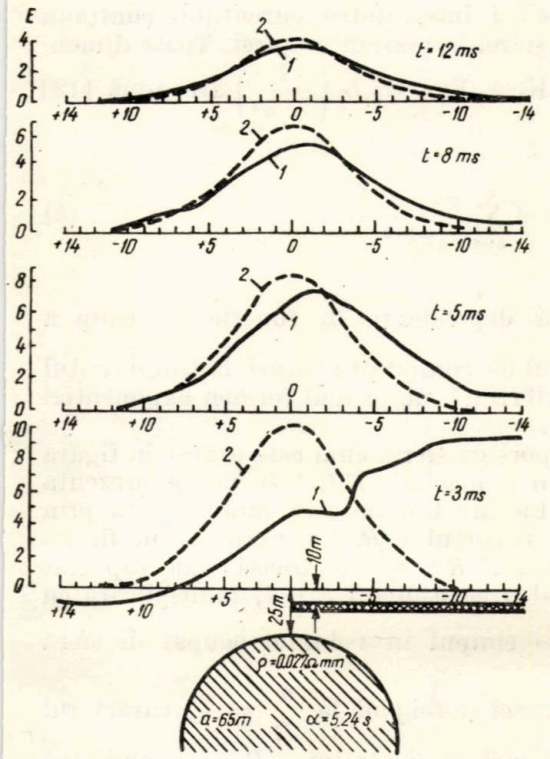
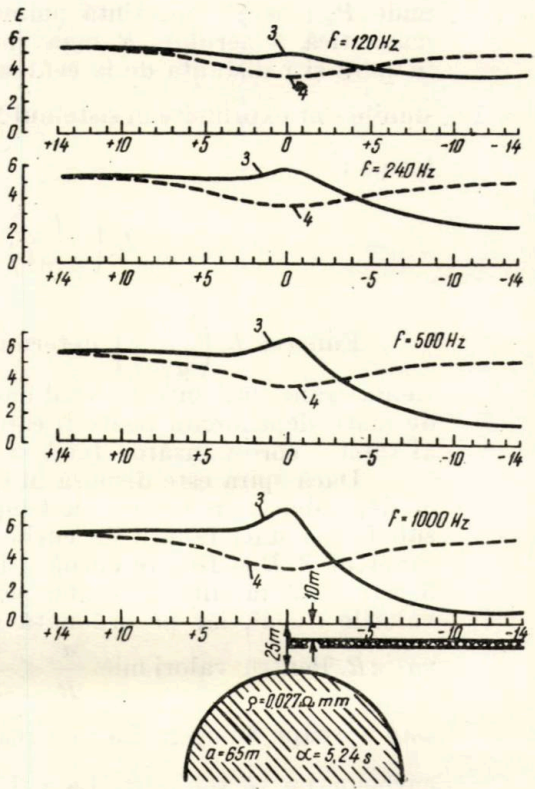


Fig. 4. — Fenomene tranzitorii în cazul unei sfere situată sub un semiecran de depozite superficiale cu grosime 3 m și rezistivitate 0,2 :

1 — F.e.m. tranzitorie în cadrul sferei acoperită de semiecran ; *2* — F.e.m. tranzitorie în absența semiecranului ; *3* — F.e.m. în cazul sferei acoperită de ecran în cîmp magnetic armonic ; *4* — F.e.m. în cazul sferei neacoperită de ecran în cîmp magnetic armonic.





I. 3. Fenomene electromagnetice tranzitorii în cazul cîmpului neomogen

Caractere deosebite prezintă cazul cînd dimensiunile sferei generatoare sînt de acelaşi ordin de mărime cu dimensiunile corpurilor conductoare cercetate şi cu adîncimea pînă la ele, deoarece cîmpul primar nu mai este omogen. Această situaţie o întîlnim la metoda FEMT care utilizează spira ce generează cîmpul primar şi ca spiră receptoare. Cu excepţia, parţial a sferei, datorită complicaţiilor de ordin matematic, problema chiar a celor mai simple cazuri este rezolvată pe calea modelărilor. Trecerea de la cazul natural la model este determinată de relaţia (4). În continuare vom examina cîteva cazuri, după [19].

I.3.1. Cîmpul secundar tranzitoriu al sferei conductoare. Forţa electromotoare tranzitorie, recepţionată în spira comună pentru excitaţie şi recepţie, depinde de raza sferei a, de conductibilitatea electrică γ, de raza spirei R şi de distanţele dintre centrul spirei şi al sferei pe verticală z şi orizontală x. În cazul cînd bucla este dispusă în raport cu sfera, aşa cum este arătat în figura 5 ($x = 0$), expresia pentru sferă considerată în vid este

$$E(t) = -\frac{\pi R I}{\gamma a^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \beta}{n(n+1)} \left[-\frac{\partial P_n(\cos \beta)}{\partial \beta} \right]^2 \frac{a^{2n+1}}{r^{2n+1}} L_n\left(\frac{t}{\mu\gamma a^2}\right), \quad (5)$$

unde $P_n(\cos \beta)$ reprezintă polinoamele lui Legendre, μ permeabilitatea magnetică a aerului, R raza spirei, I intensitatea curentului continuu în spiră şi r distanţa de la centrul sferei la marginea spirei. Toate dimensiunile sînt exprimate în sistemul MKSA. Funcţia $L_n\left(\frac{t}{\mu\gamma a^2}\right)$ are după [12] forma :

$$L_n\left(\frac{t}{\mu\gamma a^2}\right) = 6 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{(\pi k)^2}{\mu\gamma a^2} t}}{(\pi k)^2}, \quad (6)$$

Funcţia $L_n\left(\frac{t}{\mu\gamma a^2}\right)$ determină dependenţa în funcţie de timp a f.e.m. tranzitorii într-un mod destul de complicat ; totuşi, la timpi destul de mari, dependenţa poate fi caracterizată de primul termen exponenţial al sumei, corespunzător lui $k = 1$.

Dacă spira este dispusă în raport cu sfera, cum este arătat în figura 5, dependenţa în raport cu timpul a mărimii $E(t)/I$ se poate prezenta sub forma unei familii de curbe. Fiecare familie este caracterizată prin raportul Z/R şi fiecare curbă prin raportul a/R. Ca exemplu, în figura 5 este dată familia de curbe pentru $Z/R = 8$. În abscisă s-au raportat valorile $t/\mu\gamma a^2$, iar pe ordonată valoarea studiată $E(t)/I$, multiplicată cu $\gamma a^2/\pi R$. Pentru valori mici $\frac{a}{R} \leqslant \frac{4}{3}$, cîmpul în volumul ocupat de sferă este aproape omogen. La mărirea razei sferei pînă la $\frac{a}{R} = 4$, caracterul curbelor nu se schimbă. La valori mai mari ale lui a/R, eterogenitatea

cîmpului primar creşte rapid şi curbele au căderi din ce în ce mai mari. Calculul curbelor în cazul cînd $a/R > 5$ devine foarte complicat şi ele s-au obţinut prin modelări.

Exemplul examinat mai sus confirmă caracterul complicat al dependenţei de timp, care este determinat nu numai de proprietăţile sferei, ci şi de dispoziţia reciprocă a spirei în raport cu sfera.

Este interesant de notat că caracteristicile de timp $E(t)/I$ se schimbă foarte puţin cu schimbarea distanţei orizontale X.

Curbele $E(t)/I$ arătate în figura 6 *a* pentru o spiră cu raza $R = 100$ m şi la distanţa X egală cu 20, 40, 60 şi 80 m deasupra unei sfere cu raza de 50 m şi o rezistivitate de 0,0175 Ωm pot servi ca exemplu. Pentru a uşura compararea, s-a realizat coincidenţa curbelor construite în scară logaritmică prin translaţie verticală.

Curbele $E(t)/I$, pentru $t_x = 0{,}7$ ms, de-a lungul unui profil ce trece prin epicentrul sferei (figura 6b) arată evoluţia acestei mărimi funcţie de diverse valori ale lui a, R şi Z.

Dacă raza a a sferei este mai mare ca cea a spirei, FEM la un moment determinat are un maxim deasupra sferei indiferent de adîncimea sferei. Aceeaşi situaţie o avem şi pentru $\frac{a}{R} < 1$, dar pentru Z suficient de mari (curba *2*). O sferă mică la o adîncime mică cînd $\frac{a}{R} < \frac{1}{4}$ şi $\frac{a}{Z} \geqslant 2$ dă două maxime, corespunzătoare cînd spira trece deasupra sferei (curba *3*). Cu creşterea adîncimii corpului, aceste maxime dispar şi curba ia forma *4*.

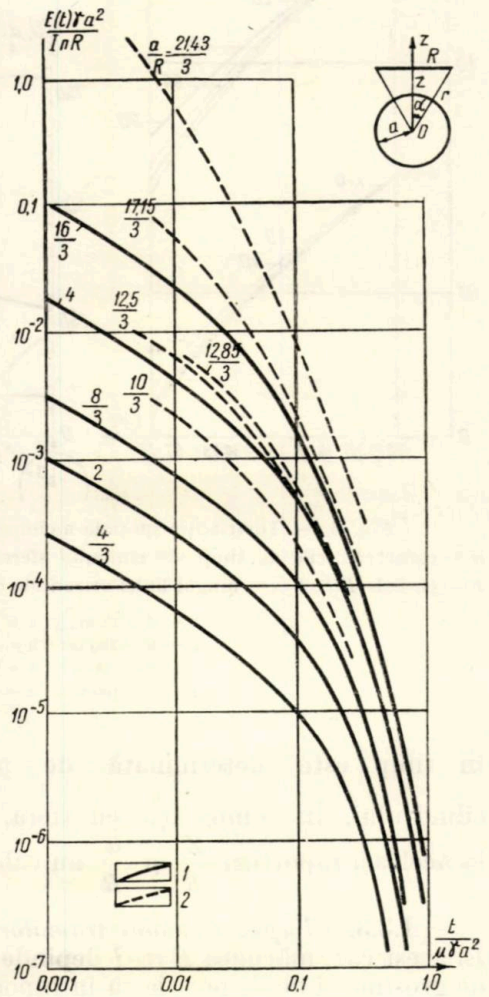


Fig. 5.—Caracteristicile de timp ale cîmpului tranzitoriu al unei sfere pentru valori diferite ale parametrului α

1 — curbe calculate teoretic;
2 — curbe determinate pe modele.

I.3.2. *Cîmpul secundar tranzitoriu al cilindrului conductor orizontal infinit.* Cum era de aşteptat, particularităţile principale ale caracteristicilor de timp şi distribuţiei spaţiale au aceleaşi aspecte ca pentru sferă. Atenuarea cîmpului

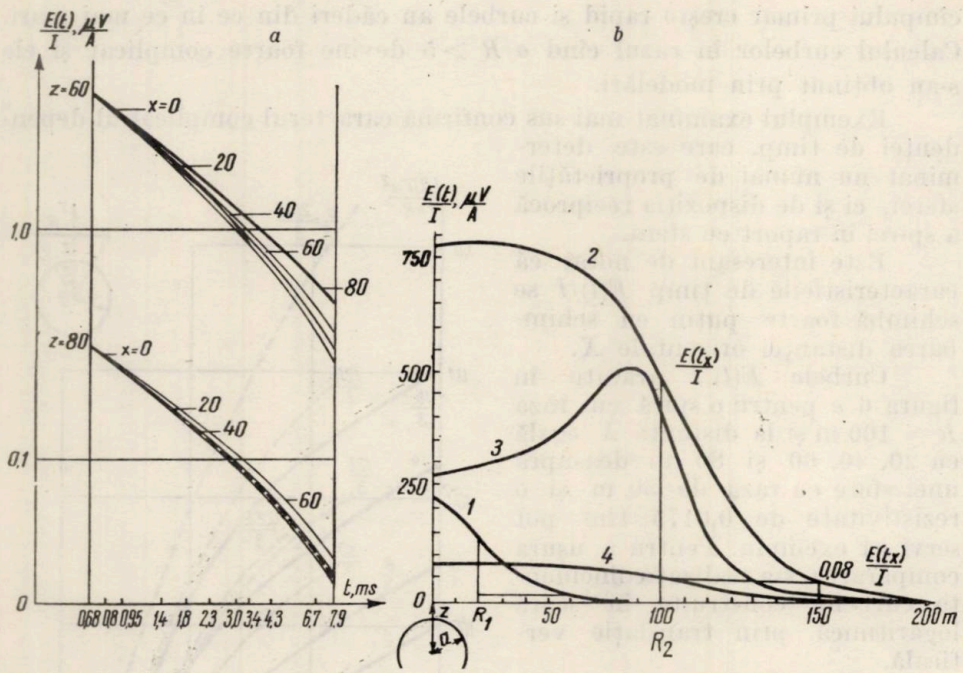


Fig. 6. — Distribuţia spaţială a cîmpului tranzitoriu a unei sfere cu $\rho = 0{,}0175$ Ωm; *a* — caracteristicile de timp ale cîmpului sferei pentru diferite valori ale lui X, $a = 50$ m; *b* — curbele $E(t)/I$ de-a lungul liniei orizontale ce trece pe deasupra sferei;

1 — $R = 20$ m; $a = 20$ m; $Z = 30$ m,
2 — $R = 100$ m; $a = 50$ m; $Z = 80$ m,
3 — $R = 100$ m; $a = 20$ m; $Z = 30$ m,
4 — $R = 100$ m; $a = 20$ m; $Z = 70$ m.

în timp este determinată de parametrul $\frac{1}{\mu\gamma a^2}$, unde a este raza cilindrului. În comparaţie cu sfera, anomaliile determinate de cilindru la aceleaşi raporturi $\frac{Z}{R}$ şi $\frac{a}{R}$ au valori mai mari.

I.3.3. *Cîmpul secundar tranzitoriu al plăcii conductoare semicontinue.* În acest caz, mărimea $E(t)/I$ depinde de conductivitatea electrică a plăcii, de grosime şi de dispoziţia sa în raport cu spira.

Dependenţa mărimii $E(t)/I$ în raport cu factorii geometrici este mai accentuată decît în cazul sferei şi al cilindrului şi mult mai complicată. La timpi suficient de mari, dependenţa are aproape o formă exponenţială cu exponentul $\frac{1}{\mu\gamma l d}$, unde d este grosimea plăcii şi l un coeficient care are dimensiunea unei lungimi şi depinde de dimensiunile plăcii şi dispoziţia sa în raport cu bucla.

În figura 7 *a* este prezentată distribuţia mărimii $E(t)/I$ pe un profil orizontal deasupra plăcii verticale pentru diferite rapoarte h/R. Aceste

grafice prezintă două maxime simetrice, care se atenuează cu creşterea adîncimii şi se depărtează.

Un fapt deosebit de important, relevat în figura 7*b*, este deosebirea mare dintre caracteristicile de timp ale FEM tranzitorii $E(t)$ pentru punctele de observaţie de deasupra părţii superioare a plăcii şi cele periferice. Această deosebire se explică prin faptul că atenuarea curenţilor paraleli în partea superioară a plăcii se produce cu mult mai repede decît cea a curenţilor ce se propagă prin partea mai largă a plăcii din cauza rezistenţei efective mai mici.

Graficele $E(t)/I$ deasupra plăcii înclinate prezintă maxime asimetrice, maximul anomal principal fiind situat în partea în care înclină placa (fig 7*c*).

I.3.4. *Cîmpul secundar tranzitoriu al semispaţiului omogen cu rezistivitate finită.* FEM tranzitorie, $E(t)$, în spiră situată deasupra semispaţiului omogen conductor a fost studiată cu ajutorul modelării.

Ca mediu conductor s-a utilizat un mediu constituit din grăunţi de cupru cu o rezistenţă efectivă $\rho = 300 \cdot 10^{-6}$ Ωm şi $\rho_2 = 60 \cdot 10^{-6}$ Ωm, care corespunde unor medii naturale cu o conductivitate medie şi înaltă (300 Ωm şi 60 Ωm).

Pentru $\rho = 300$Ωm, fenomenele tranzitorii în bucla cu $R \leqslant 100$ m se termină practic în 0,2 ms, iar pentru $\rho = 60$ Ωm durata lor este mai mare ; totuşi, la $t = 0{,}5$ ms, valorile $\frac{E(0{,}5)}{I}$ devin deja mai mici de 1μV/A (fig. 8*a*).

I.3.5. *Cîmpul secundar tranzitoriu la suprafaţa unei plăci subţiri continue conductoare sub care este situată o sferă conductoare.* De asemenea acest caz a fost studiat prin modelări. S-a considerat o spiră de rază $R = 100$ m dispusă pe o placă subţire continuă, orizontală, care corespunde unor depozite superficiale cu o conductivitate, longitudinală, $S = 3\ \Omega^{-1}$.

În cazul cînd sub placă este situată o sferă de rază $a = 50$ şi de rezistivitate $\rho = 0{,}0175$ Ωm la o adîncime a sferei de 100 m, caracteristica de timp $E(t)/I$ obţinută are forma indicată în figura 8 *b* (curba *3*). În aceeaşi figură sînt prezentate curbele ridicate în cursul măsurătorilor separate numai deasupra plăcii (curba *1*) şi numai deasupra sferei (curba *2*).

Din compararea curbelor indicate rezultă că efectul măsurat este aproape suma efectelor depozitelor superficiale modelate de placă şi ale corpului de minereu modelat de sferă, măsurate separat. Primul stadiu al fenomenelor tranzitorii este determinat de proprietăţile depozitelor superficiale, iar într-un stadiu mai avansat de proprietăţile corpului de minereu.

O ilustraţie a celor afirmate mai sus este dată în figura 8 *c*, unde sînt prezentate rezultatele măsurătorilor la timpul $t_x = 0{,}95$ ms şi $t_x = 2{,}3$ ms pentru aceleaşi condiţii, cu o adîncime a sferei de 50 m. Pentru $t_x = 0{,}85$ m s, pe fondul mare al f.e.m. generată de placă, influenţa sferei este practic imperceptibilă, în timp ce la $t_x = 2{,}3$ ms lucrurile se petrec invers : curba anomală $E(t)/I$ este determinată, în principal, de sferă, iar efectul plăcii este neglijabil.

În raport cu cazul cîmpului omogen, în cazul cîmpului neomogen studiul fenomenelor electromagnetice tranzitorii devine mai complicat şi

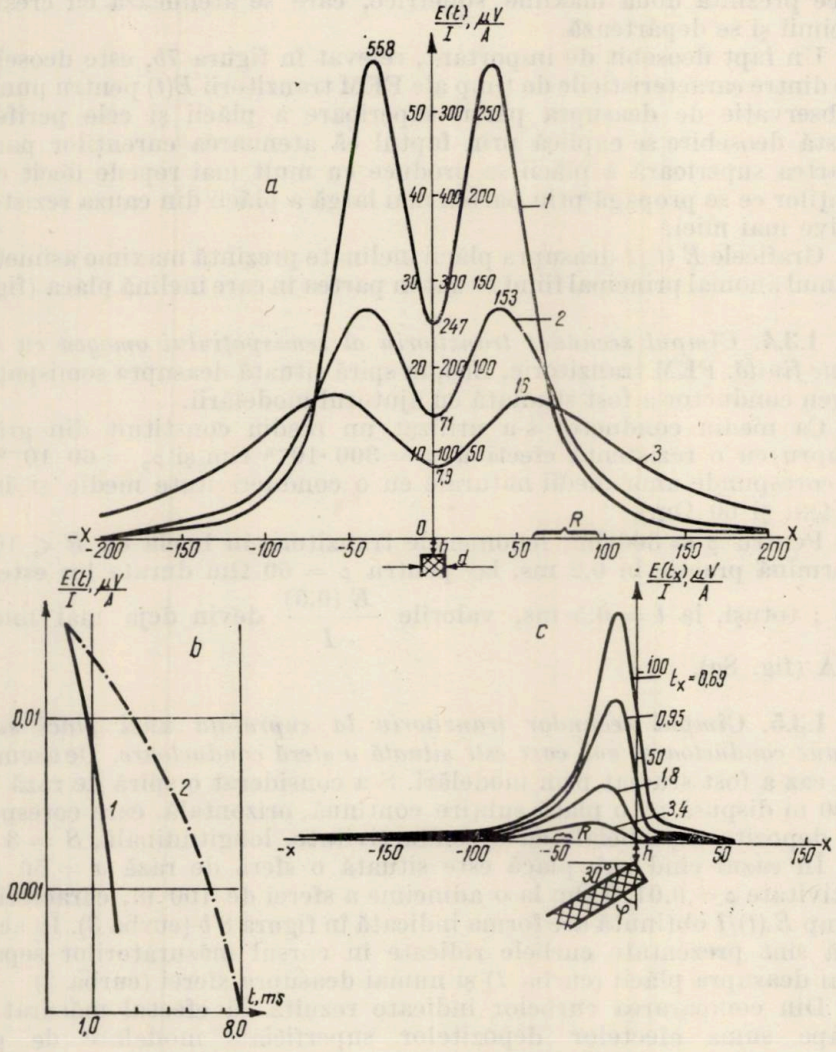


Fig. 7. — Cîmpul secundar tranzitoriu al unei plăci cu $\rho = 0{,}073\ \Omega$m şi $d = 12$ m.
a — graficele $\frac{E(t_x)}{I}$ pentru diverse adîncimi a unei plăci verticale 1) $h = 1/2R$;
2) $h = R$; 3) $h = 2R$; $R = 40$ m; $t_x = 0{,}68$ msec;
b — caracteristicile de timp pentru 1) X = 0 şi 2) X = 20 m.
c — graficele $\frac{E(t_x)}{I}$ deasupra unei plăci înclinate $R = 10$ m, $h = 12$ m.

atenuarea f.e.m. tranzitorii creşte cu neomogenitatea cîmpului, dar în anumite situaţii aplicarea măsurătorilor în această variantă oferă date suplimentare pentru interpretare.

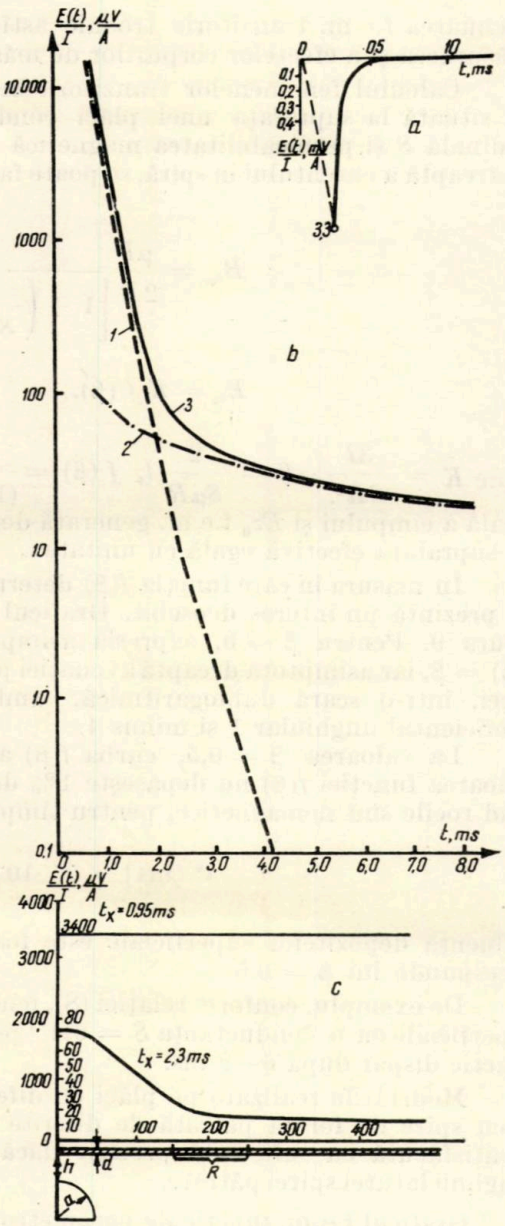


Fig. 8. — Modelare a mediului care înconjoară corpurile de minereu și a depozitelor superficiale conductoare.

a — caracteristica de timp a cîmpului tranzitoriu la suprafața spațiului omogen conductor $\rho = 60\ \Omega m$, $R = 100$ m;

b — caracteristica de timp a cîmpului tranzitoriu la suprafața unei plăci subțiri conductoare sub care este situată o sferă conductoare:

1 — caracteristica de timp a cîmpului $\frac{E(t)}{I}$ al unei plăci cu $S = 3\ \Omega^{-1}$

2 — caracteristica de timp a cîmpului $\frac{E(t)}{I}$ al sferei

3 — caracteristica de timp a cîmpului $\frac{E(t)}{I}$ al unei sfere în prezența plăcii;

c. Graficele $E(t)/I$ deasupra unei plăci subțiri conductoare sub care este situată o sferă conductoare ($\rho = 0{,}0175\ \Omega m$; $R = 100$ m, $a = 50$ m).

I.4. Efectul depozitelor superficiale

Pentru realizarea măsurătorilor cu metoda FEMT la prospectarea corpurilor de minereu acoperite de depozite superficiale conductoare, o importanță deosebită o prezintă dependența f.e.m. tranzitorie generată de depozitele superficiale de mărimea razei spirei de emisie, deoarece

atenuarea f.e.m. tranzitorie trebuie astfel determinată încît să permită măsurarea și a efectelor corpurilor de măsurare.

Calculul fenomenelor tranzitorii în centrul spirei circulare de rază R, situată la suprafața unei plăci conductoare, cu conductanța longitudinală S și permeabilitatea magnetică μ, după întreruperea sub formă de treaptă a curentului în spiră, se poate face după următoarele formule [5]:

$$B_{z_0} = \frac{\mu I}{2R} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{2}{S\mu R} t\right)^2\right]^{3/2}}, \tag{7}$$

$$E_{z_0} = K f(\beta),$$

unde $K = \frac{3I}{SR^2}$, $\beta = \frac{2}{S\mu R} t$, $f(\beta) = \frac{\beta}{(1+\beta^2)^{5/2}}$, B_{z_0} componenta verticală a cîmpului și Ez_0 f.e.m. generată de acest cîmp în cadrul de recepție, cu suprafața efectivă egală cu unitatea.

În măsura în care funcția $f(\beta)$ determină dependența f.e.m. de timp, ea prezintă un interes deosebit. Graficul acestei funcții este prezentat în figura 9. Pentru $\beta \to 0$, expresia asimptotei stîngi a curbei are forma $f(\beta) = \beta$, iar asimptota dreaptă a ecuației pentru $\beta \to \infty$ are forma $f(\beta) = \beta^{-4}$. Deci, într-o scară dublogaritmică, ambele asimptote sînt drepte cu coeficientul unghiular 1 și minus 4.

La valoarea $\beta = 0{,}5$, curba $f(\beta)$ are un maxim, iar pentru $\beta \leqslant 4$ valoarea funcției $f(\beta)$ nu depășește 1% din valoarea sa maximă. În cazul cînd rocile sînt nemagnetice, pentru timpii care satisfac relația

$$t^* \text{ [ms]} = 25 \cdot 10^{-4}\ SR, \tag{8}$$

influența depozitelor superficiale este foarte mică în raport cu cea care corespunde lui $\beta = 0{,}5$.

De exemplu, conform relației (8), fenomenele tranzitorii de la depozite superficiale cu o conductanța $S = 6\Omega^{-1}$ pentru spire cu raza de 5—600 m practic dispar după 6—9 ms.

Modelările realizate pe plăci cu diferite conductivități longitudinale și cu spire de formă pătrată de diferite dimensiuni, arată că relația (8) e satisfăcută cu suficientă precizie dacă R se înlocuiește cu jumătatea lungimii laturei spirei pătrate.

Graficul f.e.m. funcție de parametrul β, care în acest caz are expresia

$$\beta = \frac{2}{S\mu l} t,$$

unde l este jumătatea laturei spirei, s-a obținut prin modelări și este prezentat în figura 9. Această curbă are maximul pentru $\beta \simeq 0{,}35$. Pentru

$\beta \geqslant 2{,}5$, valoarea f.e.m. nu depăşeşte 1% din valoarea sa maximă. Timpii pentru care avem de îndeplinit această condiţie sînt daţi de inegalitatea

$$t^* \geqslant 15 \cdot 10^{-4} S \cdot l. \tag{9}$$

E de observat că graficele prezentate în figurile 8 şi 9, în afara faptului că permit construirea caracteristicei de timp a f.e.m. tranzitorie generată

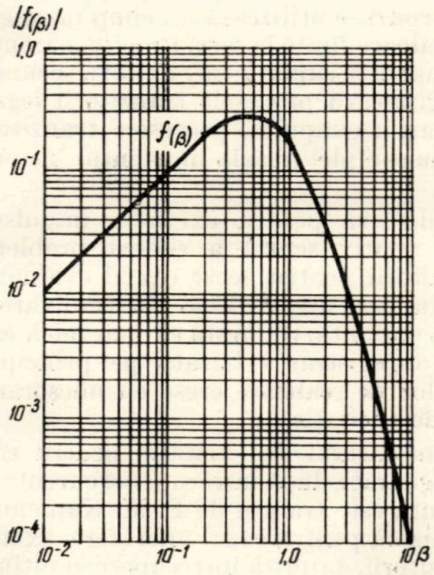


Fig. 9. — Graficul funcţiei $f(\beta)$.

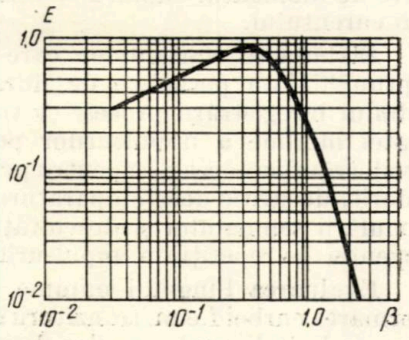


Fig. 10. — Graficul dependenţei f.e.m. în cadrul de recepţie de parametru β pentru spira de formă pătrată.

de depozite superficiale conductoare, pot fi utilizate şi pentru interpretare la determinarea grosimii sau conductivităţii electrice a acestor depozite.

Pentru cazul cînd spira de emisie este utilizată ca spiră de recepţie, se poate utiliza formula dată în [19]

$$\frac{E(t)}{I} = \frac{3\pi}{S}\left(\frac{\mu S R}{2t}\right)^4 \frac{1}{\left[1+\left(\frac{\mu S R}{2t}\right)^2\right]^{5/2}}.$$

În această variantă de lucru, datorită dimensiunilor mai mici ale spirei numai în cazuri deosebite, apare necesitatea limitării dimensiunii acesteia din cauza efectelor depozitelor superficiale, care tind să mascheze efectul corpurilor de minereu. Din această cauză, formula de mai sus este utilizată, în general, pentru interpretare la determinarea grosimii depozitelor superficiale.

II. PROBLEME TEORETICE LEGATE DE CONSTRUCȚIA APARATURII MFEMT

II.1. Evaluarea lungimii impulsului de excitație de formă dreptunghiulară a cîmpului primar

În prima variantă a aplicării studiului proceselor tranzitorii la cercetarea corpurilor de minereu conductoare (vezi cap. I), pentru provocarea curenților turbionari în aceste corpuri se utilizează un cîmp magnetic primar, care cade instantaneu de la o valoare finită la zero. Practic, curentul în instalația generatoare a cîmpului primar este cuplat pentru cîteva secunde. După întreruperea curentului se înregistrează procesele tranzitorii legate de aceasta. Datorită duratei relativ mari a cîmpului, procesele tranzitorii legate de momentul cuplării se atenuau complet pînă la momentul întreruperii curentului.

Elaborarea variantelor care utilizează pentru excitație impulsuri dreptunghiulare periodice de durată relativ scurtă a ridicat problema studiului înregistrării proceselor tranzitorii pentru acest caz și evaluarea duratei minime a impulsurilor pentru care capacitatea de rezolvare a metodei rămîne aceeași ca pentru prima variantă. O durată cît mai mică este de dorit, deoarece aceste aparaturi au înregistrarea bazată pe principiul acumulării semnalului și dificultățile lor de realizare cresc cu micșorarea frecvenței de repetiție a impulsurilor de excitație.

Evaluarea lungimii minime a impulsului de excitație pentru care deformarea curbei f.e.m. tranzitorii înregistrate după întreruperea curentului se cuprinde în limitele erorilor de măsură este tratată de F. M. Kameniţki și V. F. Kovalenko în [7]. Ea este realizată pentru cazul unei sfere, examinînd în același timp ambele f.e.m. tranzitorii, datorită întreruperii și ultimei cuplări a curentului în instalația de generare a cîmpului primar (fig. 11).

Forțele electromotoare care apar în cadrul de recepție la înregistrarea proceselor tranzitorii în prezența unei sfere conductoare au forma

$$l_1(t) = M\alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t}, \quad \text{la întrerupere} \tag{10}$$

și

$$l_2(t) = -M\alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 (t+T)} \quad \text{la cuplarea curentului} \tag{11}$$

unde M este un coeficient care depinde de amplitudinea impulsului de excitație, de suprafața efectivă a cadrului de recepție și de coordonatele punctului de observație, $\alpha = \dfrac{1}{\gamma\mu a^2}$; γ conductivitatea sferei ; μ permeabilitatea magnetică a sferei ; a raza corpului ; t timpul, considerat din momentul întreruperii curentului și T lungimea impulsului de excitație.

f.e.m. înregistrată este dată de suma

$$l(t) = l_1(t) + l_2(t) = M \cdot \alpha \cdot \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t} \cdot [1 - e^{-\alpha(\pi k)^2 T}]. \qquad (12)$$

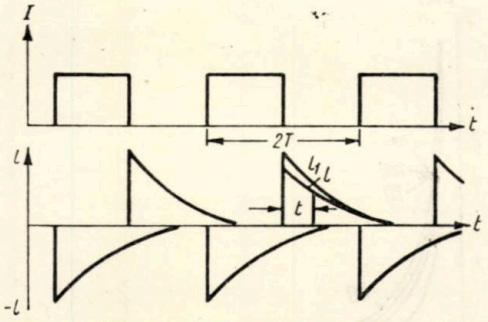


Fig. 11. — Schema grafică a fenomenelor tranzitorii pentru excitaţia periodică cu impulsuri dreptunghiulare.

Din expresia de mai sus rezultă că, pentru T suficient de mare, valoarea f.e.m. înregistrată va fi aceeaşi ca în cazul impulsului unic de curent, $l(t) = l_1(t)$. Pe măsura micşorării lungimii impulsului T, valoarea f.e.m. înregistrată va scădea şi $\lim_{T \to 0} e(t) = 0$.

Mărimea deformării introdusă de cuplarea curentului poate fi evaluată în procente în raport cu amplitudinea f.e.m. înregistrată pentru cazul excitaţiei tip treaptă (impuls izolat, de durată mare) în modul următor :

$$\eta\%(t) = \frac{l_2}{l_1} \cdot 100\%. \qquad (13)$$

Pentru o deformare de 1% pentru $t = T$, din expresiile (10) şi (11) obţinem :

$$10^2 \cdot e^{-\alpha\pi^2 T} = \eta\%(T) = 1. \qquad (13')$$

Dacă se ia pentru α valoarea de 5 s^{-1}, valoarea-limită întîlnită în practică, se obţine $T = 100$ms. Cu micşorarea lungimii impulsului T, mărimea $\eta\%(T)$ va creşte. De exemplu, pentru $T = 50$ ms ea este egală cu 10%, iar pentru $T = 25$ ms are 30%.

Din expresiile (10) şi (11) rezultă că $\eta\%(t) < \eta\%(T)$ pentru $t < T$. Calculele efectuate după formulele de mai sus au fost confirmate de modelări la care pentru excitaţie s-au utilizat impulsuri periodice.

În figura 12 se prezintă curbele f.e.m. ale fenomenelor tranzitorii în prezenţa sferei conductoare cu $\alpha = 5{,}24$ s^{-1}. Indicele curbelor corespund lungimii impulsului de excitaţie T în ms. Curbele pentru T egal cu 120,70 şi 40 ms practic coincid cu curba obţinută pentru cazul excitaţiei de tip treaptă.

Datele prezentate mai sus arată că posibilităţile de rezolvare a metodei fenomenelor tranzitorii cu utilizarea impulsurilor dreptunghiulare

periodice de excitație nu se înrăutățește dacă durata impulsurilor de excitație nu este mai mică de 50 ms. Totodată, cele arătate răspund și la evaluarea duratei de înregistrare f.e.m. tranzitorii, care trebuie să fie de aceeași valoare cu durata impulsului.

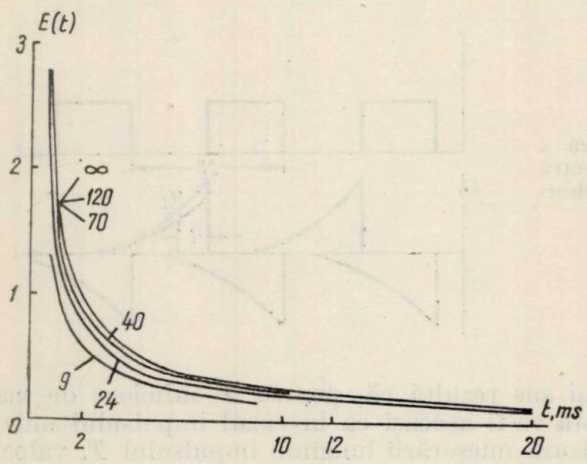


Fig. 12. — Curbele f.e.m. ale fenomenelor tranzitorii în prezența sferei pentru diferite lungimi ale impulsului de excitație.

II.2. Alegerea benzii de trecere a amplificatorului f.e.m. tranzitorii care apare în cadrul de recepție

După cum am văzut în capitolul I, f.e.m. $E(t)$ recepționată în metoda FEMT are valori relativ mici, cuprinse între cîțiva μV și cîteva sute de mV, cele mai frecvente fiind pînă la 100 μV. Indiferent de varianta în care se aplică această metodă, apare necesitatea amplificării diferenței de potențial $E(t)$ care ia naștere în cadrul de recepție pentru a putea fi înregistrată. Amplificatoarele utilizate la aparaturile realizate pînă în prezent sînt tranzistorizate și trebuie să îndeplinească două condiții importante :

a) să asigure o amplificare suficientă a mărimii $E(t)$, care să fie constantă indiferent de amplitudinea semnalului, și

b) amplificarea să nu depindă de frecvență în domeniul spectrului de frecvență a lui $E(t)$.

Prima condiție este proprie multor tipuri de aparate de măsură și ea se realizează în principal prin alegerea punctelor de funcționare ale etajelor de amplificare în domeniul lor liniar de funcționare.

A doua condiție prezintă un interes particular pentru metoda proceselor tranzitorii și ea se reduce la determinarea benzii de trecere a amplificatorului, în așa fel ca deformările mărimii $E(t)$ să fie minime și să nu afecteze studiul acestei mărimi în raport cu timpul. Pentru realizarea acestui lucru este necesară evaluarea deformării $E(t)$ funcție de banda de trecere. Evaluarea deformării se face pe baza analizei spectrale a f.e.m. tranzitorii $E(t)$ și ea a fost tratată în [13]. În continuare se va examina această problemă care se poate aplica și pentru alte metode în care semnalul poate fi reprezentat sub forma unei serii de funcții exponențiale.

La început vom prezenta cazul excitării cu un singur impuls. Dependența f.e.m. tranzitorii $E(t)$ la ieșirea cadrului de recepție în raport cu timpul în cazul zăcămintelor de minereuri nemagnetice, de formă izometrică și cu conductivitatea electrică γ și raza R, se exprimă cu precizia pînă la un factor constant sub forma

$$U_{\text{int}}(t) = \alpha \sum_{R=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t}, \tag{14}$$

unde $\alpha = (\gamma\mu R^2)^{-1}$, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Henry/m, t fiind timpul socotit din momentul întreruperii curentului.

Spectrul semnalului la intrarea amplificatorului, care este transformata Laplace a funcției de mai sus, are forma

$$\check{S}_{\text{int}}(p) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\alpha}{p + \alpha(\pi k)^2}, \tag{15}$$

unde $p = j\omega$ și ω este pulsația.

Spectrul semnalului la ieșirea amplificatorului este

$$\check{S}_{\text{ieș}}(p) = \check{S}_{\text{int}}(p) \cdot \check{K}(p), \tag{16}$$

unde $\check{K}(p)$ este caracteristica complexă de frecvență a amplificatorului. Caracteristica de frecvență echivalentă a amplificatorului se reprezintă sub forma caracteristicii cvadripolului pasiv care conține filtre de joasă și înaltă frecvență :

$$\check{K}(p) = \frac{p\omega_s}{(p + \omega_s)(p + \omega_i)}, \tag{17}$$

unde ω_i, ω_s corespund limitei inferioare și superioare a frecvenței (la nivelul 0,7) a bandei de trecere.

Înlocuind (15) și (17) în (16), rezultă

$$\check{S}_{\text{ieș}}(p) = \omega_s \alpha \sum_{k=1}^{\infty} \frac{p}{[p + \alpha(\pi k)^2][p + \omega_s)(p + \omega_i)}. \tag{18}$$

Efectuînd transformarea inversă (Formula Mellin-Fourier), obținem dependența în raport cu timpul a semnalului la ieșire :

$$U_{\text{ieș}}(t) = \omega_s \alpha \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \frac{\alpha(\pi k)^2 e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{[\omega_s - \alpha(\pi k^2)][\alpha(\pi k)^2 - \omega_i]} - \right.$$

$$\left. - \frac{\omega_s e^{-\omega_s}}{[\omega_s - \alpha(\pi k)^2][\omega_s - \omega_i]} - \frac{\omega_i e^{-\omega_i t}}{[\alpha(\pi k)^2] - \omega_i][\omega_s - \omega_i]} \right\}. \tag{19}$$

Se vede ușor că pentru banda ideală de trecere ($\omega_i \to 0$, $\omega_s \to \infty$) rezultă $U_{\text{ieș}} = U_{\text{intr}}$.

Să examinăm separat deformarea semnalului în funcţie de tăierea frecvenţelor joase şi înalte.

a) $\omega_i \neq 0$, $\omega_s \to \infty$.

În acest caz, formula (19) se pune sub forma

$$U_{ieş}(t) = \alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t} Q_I, \tag{20}$$

unde :

$$Q_I = \frac{a - \omega_i e^{-(\omega_i - a)t}}{a - \omega_i} = \frac{1 - n e^{-(n-1)at}}{1 - n}, \tag{21}$$

$$a = \alpha(\pi k)^2 \text{ şi } \frac{a}{\omega_i} = \frac{1}{n}.$$

După cum se vede, funcţia Q_I (a, t, n) determină deformarea fiecărui termen exponenţial de sub semnul sumă pentru tăierea frecvenţelor joase.

Se arată uşor că, pentru $t \neq 0$, $\lim_{\omega_i \to 0} Q_I = 1$ şi pentru $\omega_i = 0$, $\lim_{t \to 0} Q_I = 1$.

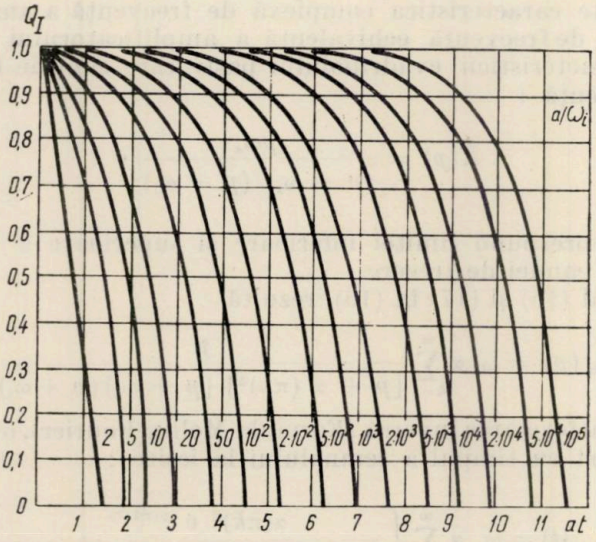


Fig. 13. — Deformarea semnalelor exponenţiale pentru tăierea frecvenţelor joase.

Familia de curbe Q_I sînt prezentate în figura 13. Deformarea care se datoreşte deosebirii lui Q_I de unitate creşte odată cu parametrul at şi, mai repede, cu creşterea parametrului $\frac{a}{\omega_i}$. Pentru at mari, deformarea

crește într-atît că Q_I devine negativ (acest domeniu nu s-a considerat). Utilizînd curbele din figura 13, limita inferioară a benzii de trecere se determină în modul următor.

Luînd valorile reale ale sensibilității aparaturii și timpului maxim de înregistrare și a, se găsește curba Q_I de indice $\frac{a}{\omega_i} = \frac{1}{n}$, de unde se scoate valoarea lui ω_i.

Se arată ușor că, pentru valori mici ale lui a, t și ω_i, deformarea va fi mică.

Dacă se ia, conform cu MFEMT, pentru sensibilitatea amplificatorului valoarea de 1μV la o suprafață efectivă de recepție de 5 000 m², $\alpha_{max} = 20$ s^{-1}, $t_{max} = 5 \cdot 10^{-2}$ s, $k = 1$ (se consideră partea semnalului corespunzătoare termenului cu $k = 1$), pentru o deformare $Q_I \leqslant 0{,}80$ se obține $\omega_i = 2{,}10^{-3}$ s^{-1} sau $f_i = 3 \cdot 10^{-4}$ Hz.

b) $\omega_i = 0$, ω_s — finit.

În acest caz, (19) are forma

$$U_{ieș}(t) = \alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t} Q_s, \tag{22}$$

unde

$$Q_s = \frac{\omega_s}{\omega_s - a}[1 - e^{-(\omega_s - a)t}] = A\left(\frac{\omega_s}{\omega_s - a}\right) \cdot B\,[(\omega_s - a)t]. \tag{23}$$

Funcția $Q_s\left[(\omega_s - a)\,t, \frac{\omega_s}{\omega_s - a}\right]$ determină deformarea fiecărui exponent de sub semnul sumă prin tăierea frecvențelor înalte. Se vede ușor că, pentru t = finit, $\lim_{\omega_s \to \infty} Q_s = 1$ și, pentru ω_s finit, $\lim_{t \to \infty} Q_s = \frac{\omega_s}{\omega_s - a} = A$.

Factorul A determină amplitudinea deformării care nu depinde de timp, iar factorul B forma semnalului deformat în timp. Vom examina separat influența acestor factori.

Factorul A crește cu creșterea parametrilor a (considerînd $\omega_s > a$), ceea ce produce la metoda FEMT sublinierea anomaliilor de la corpuri conductoare slabe. Dacă se dă pentru a_{max} valoarea admisă $A \leqslant 1{,}2$, obținem

$$\omega_s \geqslant 6a_{max} \text{ sau pentru } k = 1, f_s \geqslant 10\,\alpha_{max}. \tag{24}$$

Factorul B se micșorează în comparație cu unitatea odată cu creșterea parametrului a (de asemenea se consideră că $\omega_s > a$) și micșorarea timpului t. Luînd, de exemplu, pentru o aparatură utilizată la metoda FEMT $t_{min} = 2 \cdot 10^{-3}$ s, a_{max} și valoarea admisă $B \geqslant 0{,}8$, obținem

$$\omega_s \geqslant a_{max} + 800, \text{ sau pentru } k = 1,\ f_s \geqslant 1{,}7\,(80 + \alpha_{max}). \tag{25}$$

Pentru corpurile bune conducătoare, α_{max} are valoarea în jur de $100s^{-1}$ și, conform condiției (24), obținem $f_s \geqslant 10^3$Hz.

În continuare se va examina cazul excitației periodice cu impulsuri dreptunghiulare cu perioada $2T$ și factor de umplere 1/2. Se arată ușor că, dacă de la momentul cuplării primului impuls a trecut suficient timp, semnalul de intrare se poate scrie ca o funcție periodică de forma

$$U_{int}(t) = U_{int}(t+2nT) = \begin{cases} -\alpha \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{1+e^{-\alpha(\pi k)^2 T}} & -T<t<0, \\ \alpha \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{1+e^{-\alpha(\pi k)^2 T}} & 0<t<T. \end{cases} \tag{26}$$

După cum se vede, pentru T suficient de mari, numitorul în expresiile (26) practic nu diferă de unitate. Scriem pentru această funcție seria Fourier sub forma complexă

$$U_{int}(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\alpha}{1+e^{-aT}} \sum_{-\infty}^{+\infty} \check{C}_{n_{int}} e^{pnt}, \tag{27}$$

$$C_{n_{int}} = \frac{\omega}{\pi}[(-1)^n - 1]\frac{1}{p^n + a}, \tag{28}$$

unde

$$p = j\omega, \quad a = \alpha(\pi k)^2, \quad w = \frac{\pi}{T}.$$

Semnalul la ieșirea amplificatorului poate fi, de asemenea, scris într-o formă analogă :

$$U_{ieș}(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{1-e^{-aT}} \sum_{-\infty}^{+\infty} \check{C}_{n_{ieș}} e^{pnt} \tag{29}$$

unde

$$\check{C}_{n_{ieș}} = \check{C}_{n_{int}} \cdot \check{K}(p) = \frac{\omega}{\pi}[(-1)^n - 1]\frac{pn\omega_s}{(pn+a)(pn+\omega_s)(pn+\omega_i)}, \tag{30}$$

$\check{K}(p)$ sete caracteristica de frecvență complexă a amplificatorului, a cărei valoare de frecvență curentă se exprimă ca multiplu de frecvența $\omega = \frac{\pi}{T}$.

Ca și mai înainte, se va căuta coeficientul de deformare pentru fiecare componentă exponențială a semnalului studiat :

$$Q = \frac{\sum_{-\infty}^{+\infty} C_{n_{ieș}} e^{pnt}}{\sum_{-\infty}^{+\infty} C_{n_{int}} e^{pnt}}. \tag{31}$$

Se efectuează separat evaluarea coeficientului de deformare pentru tăierea frecvenţelor joase şi înalte, utilizînd următoarele formule :

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \sin n\omega t}{n^2+m^2} = \frac{\pi}{2} \frac{\operatorname{sh} m(\pi-\omega t)}{\operatorname{sh} m\pi}; \quad \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n\omega t}{n^2+\omega^2} = \frac{\pi}{2m} \frac{\operatorname{ch} m(\pi-\omega t)}{\operatorname{sh} m\pi} - \frac{1}{2m^2}, \tag{32}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{n \sin n\omega t}{\operatorname{sh} m\pi} = \frac{\pi}{2} \frac{\operatorname{sh} m\omega t}{n^2+m^2}; \quad \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\cos n\,\omega t}{n^2+m^2} =$$

$$= \frac{\pi}{2m^2} \frac{\operatorname{ch} m\omega t}{\operatorname{sh} m\pi} - \frac{1}{2m^2},$$

$$\operatorname{ch} x = 1/2\,(e^x+e^{-x}); \quad \operatorname{sh} x = 1/2\,(e^x-e^{-x}).$$

După un şir de transformări se obţine

$$Q_I = \frac{a-\omega_i e^{-(\omega_i-a)t}}{a-\omega_i} K(q_i m), \tag{33}$$

$$Q_s = \frac{\omega_s}{\omega_s-a}\,[1-e^{-(\omega_s-a)t} K(q_s, m)], \tag{34}$$

unde

$$K(q, m) = \frac{e^{-m\pi}+1}{e^{-q\pi}+1}, \tag{35}$$

$$m = \frac{a}{\omega}; \quad q_i = \frac{\omega_i}{\omega}, \quad q_s = \frac{\omega_s}{\omega}.$$

Se arată uşor că pentru $\omega \to 0$ expresiile (33) şi (34) se transformă în (21) şi (23), care corespund funcţiei treaptă unitate de excitaţie.

Mărimea factorului de corecţie $K(q, m)$ variază în limite nu prea mari (de la 0,5 la 2) pentru variaţia parametrilor q şi m de la 0 la ∞. Din figura 14 se observă că, pentru q şi m suficient de mari,

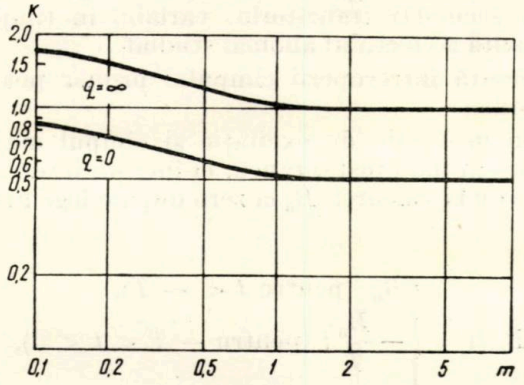


Fig. 14. — Graficul funcţiei $K(q, m)$.

influența acestui factor de corecție este mică, deci influența frecvenței de repetiție a impulsurilor nu are un efect prea important. În consecință, concluziile pentru un singur impuls de excitație se pot extinde cu suficientă precizie pentru scopuri practice și la cazul excitării cu impulsuri periodice.

Din cele discutate mai sus rezultă că banda de trecere a amplificatorului trebuie să fie cuprinsă între 0 și cel puțin 1000 Hz, aceasta în cazul cînd t minim de înregistrare este 2 ms. În cazul cînd timpul de înregistrare este mult mai mic, frecvența superioară a benzii depășește, conform relației (25) cu mult 1 000 Hz.

II. 3. Influența vitezei de comutare a curentului care generează cîmpul primar asupra f.e.m. tranzitorii

Datorită duratei relativ scurte de înregistrare a f.e.m. tranzitorii $e(t)$ (primele zeci de milisecunde) apare necesitatea ca întreruperea curentului de alimentare în sursa cîmpului primar să se facă într-un interval cît mai scurt. Vom expune această problemă după [8].

În mod obișnuit, la aparatura pentru MFEMT care utilizează excitația cu un singur impuls [5], intensitatea curentului este de 10—15 A într-o sarcină constituită dintr-o buclă întinsă pe pămînt cu rezistența de circa 50Ω și o inductanță pînă la 20 m Henry.

Experimentarea contactorilor de curent a instalației generator a stațiilor de prospecțiuni electrice, ERS—23 și ERGG—10—53, au arătat că la acești contactori, datorită arcurilor voltaice, întreruperea curentului depășește cu mult 40 ms chiar în cazul cînd sarcina nu prezintă nici o inductanță.

În figura 15 se arată oscilograma întreruperii unui curent cu intensitate de 2A, corespunzător unei sarcini de 50Ω cu contactorii stației ERGG—10—53.

După cum se vede, la înregistrarea FEMT care evoluează rapid, o astfel de viteză este insuficientă.

Viteza mică de întrerupere a curentului duce la micșorarea amplitudinii cîmpului secundar tranzitoriu, variabil în timp, $e(t)$, adică la o atenuare importantă a efectului anomal studiat.

Viteza necesară întreruperii cîmpului primar poate fi determinată în următorul mod.

Curentul în instalația de excitație și cîmpul magnetic generat de aceasta nu dispare în mod instantaneu, ci într-un interval T. Presupunem că $B_1(t)$ descrește de la valoarea B_0 la zero după o lege liniară în intervalul T, adică

$$B_1(t) = \begin{cases} B_0 \ \text{(pentru } t < -T\text{)}, \\ -\dfrac{B_0}{T} t \ \text{(pentru } -T < t < 0\text{)}, \\ 0 \ \text{(pentru } 0 < t\text{)}. \end{cases} \tag{36}$$

Această modificare este prezentată grafic în figura 16.

Introducînd funcţia-unitate

$$1\,(t-\tau) = \begin{cases} 1 \text{ (pentru } t > \tau), \\ 0 \text{ (pentru } t < \tau) \end{cases} \tag{37}$$

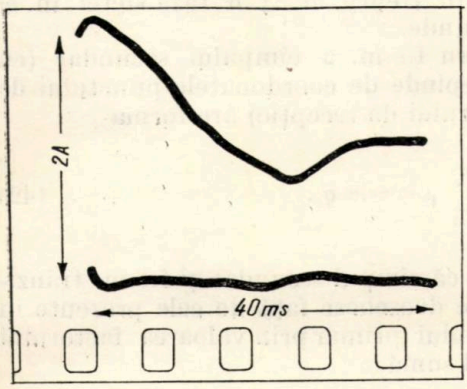


Fig. 15. — Oscilograma întreruperii curentului cu contactorii staţiei ER.GG—10—53.

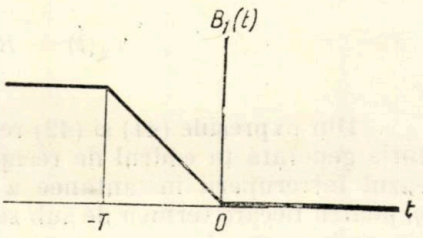


Fig. 16. — Schimbarea cîmpului primar în timp.

şi exprimînd cîmpul primar prin integrala lui Duhamel, avem pentru $t > 0$

$$B_1(t) = B_0 - \int_{-T}^{t} 1\,(t-\tau)\,\mathrm{d}\,B_1\,(\tau) = B_0 + \frac{B_0}{T}\int_{-T}^{0} 1\,(t-\tau)\,\mathrm{d}\tau, \tag{38}$$

unde τ este variabila de integrare.

În acest caz, cîmpul secundar $B_2(t)$ se exprimă sub forma

$$B_2(t) = \frac{B_0}{T}\int_{-T}^{t} h\,(t-\tau)\,\mathrm{d}\tau, \tag{39}$$

unde $h(t-\tau)$ este funcţia tranzitorie considerată.

Vom considera expresia funcţiei tranzitorii pentru *sfera conductoare*, care, cu precizia pînă la un coeficient ce depinde de coordonatele punctului de observaţie are forma

$$h\,(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{(\pi k)^2}. \tag{40}$$

În acest caz avem

$$B_2\,(t) = \frac{B_0}{T}\int_{-T}^{0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\alpha(\pi k)^2\,(t-\tau)}}{(\pi k)^2}\,\mathrm{d}\tau = B_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{(\pi k)^2}\,q_k, \tag{41}$$

unde

$$q_k = \frac{1-e^{-\alpha(\pi k)^2 T}}{\alpha(\pi k)^2 T}, \qquad \alpha = \frac{1}{\gamma\mu R^2}.$$

Cum am văzut mai înainte, şi aici γ este conductivitatea sferei în Ωm^{-1}; μ permeabilitatea magnetică în Henry.m^{-1}; R raza sferei în m şi T timpul comutării curentului în secunde.

Expresia corespunzătoare pentru f.e.m. a cîmpului secundar (cu precizia pînă la un coeficient, care depinde de coordonatele punctului de observaţie şi suprafeţei efective a cadrului de recepţie) are forma

$$e_2(t) = B_0 \alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t} q_k. \tag{42}$$

Din expresiile (41) şi (42) rezultă că cîmpul secundar şi f.e.m. tranzitorie generată în cadrul de recepţie se deosebesc faţă de cele prezente în cazul întreruperii instantanee a cîmpului primar prin valoarea factorului q_k pentru fiecare termen de sub semnul sumă.
Se vede uşor că

$$\lim_{\alpha(\pi k)^2 T \to 0} q_k = 1 \qquad \text{şi} \qquad \lim_{\alpha(\pi k)^2 T \to 0} q_k = 0. \tag{43}$$

Din figura 17, care prezintă graficul dependenţei mărimii q_k de parametrul $\alpha(\pi k)^2 T$, rezultă că, cu creşterea intervalului de timp al comutării curentului T, amplitudinea cîmpului secundar se micşorează brusc. Datorită faptului că pentru rezolvarea problemelor prospecţiunii cu metoda FFMT interesează stadiile tîrzii ale fenomenelor tranzitorii, mai ales pentru variantele care utilizează spire de mari dimensiuni (pentru sursa cîmpului primar), e suficient ca durata întreruperii curentului să poată fi determinată pentru $k = 1$. Dacă alegem pentru

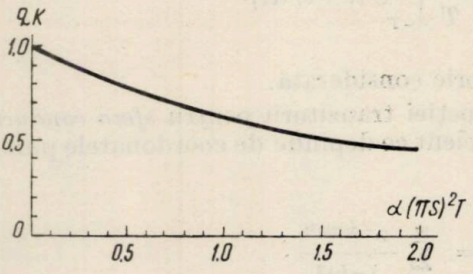


Fig. 17. — Schimbarea cîmpului secundar în funcţie de durata întreruperii curentului în sursa cîmpului primar.

α valoarea 10, valoare caracteristică corpurilor constituite din minereuri conductoare, şi valoarea admisă pentru micşorarea cîmpului secundar egală cel mult cu 20%, avem $\alpha\pi^2 T \leqslant 0{,}475$, de unde rezultă $T \leqslant 4{,}75 \cdot 10^{-3}$s.

De aici rezultă că instalaţia generatoare a cîmpului primar trebuie să asigure complet întreruperea curentului într-un interval care să nu

depășească cîteva milisecunde. Această concluzie se referă la cazul cînd se utilizează spire de excitație cu dimensiuni mari (cu latura în jur de 1 km), deoarece în primele milisecunde, în această situație, influența depozitelor superficiale conductoare este foarte mare. În cazul unor spire cu dimensiuni mici cu latura pînă la cîteva sute de metri, cum avem în cazul aparaturilor portabile care utilizează impulsuri periodice, timpul de comutare nu trebuie să depășească prima milisecundă.

La construcția aparaturii pentru metoda FEMT cu impuls izolat, elaborată la Institutul de prospecțiuni geologice din Moscova, s-au aplicat comutatori mecanici cu funcționare rapidă care satisfac exigențele prezentate. Comutatorul cu fracționare rapidă s-a realizat pe principiul îndepărtării prin șoc a contactelor mobile. La acest comutator, care este de tip electromagnetic, miezul mobil al bobinei de deconectare îndepărtează contactele mobile în momentul în care are o viteză egală cu 2 m/s. Cursa acestui miez are 60 mm și îndepărtează contactele la distanța de 30 mm, distanță ce depășește considerabil lungimea arcului electric care ia naștere între contacte. Pentru micșorarea tensiunii pe o pereche de contacte, s-a procedat la sporirea numărului lor pînă la 12 și la legarea lor în serie.

Încercarea comutatorului cu funcționare rapidă în condiții de teren a arătat că asigură o întrerupere rapidă a curentului în instalația de excitație. În figura 18 este prezentată oscilograma comutării unui curent de 12A într-o buclă cu rezistența activă de 20Ω și inductanța de 20 m Henry. Pe oscilogramă se observă că durata comutării e de circa 4,5 ms.

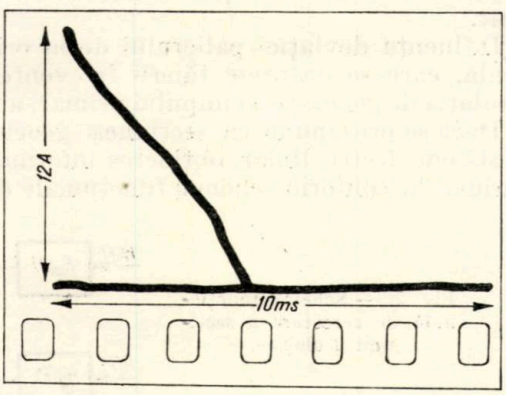


Fig. 18. — Oscilograma întreruperii curentului cu comutatorul cu funcționarea rapidă.

În cazul aparaturilor care utilizează pentru excitație surse de curent cu tensiune și intensitate mică se pot utiliza pentru comutarea curentului tiratroane sau semiconductori.

II. 4. Influența formei impulsului curentului de excitație

În metoda FEMT, procesele nestaționare ale cîmpului magnetic se studiază din momentul absenței curentului în spiră de excitație, ceea ce determină înregistrarea efectelor secundare fără nici o influență a cîmpului primar.

Forma impulsurilor de excitație utilizate sînt de tip monopolar și sînt prezentate în figura 19*a*.

Un interes practic deosebit e prezentat de cazul cînd instalația generatoare care furnizează impulsuri dreptunghiulare de curent lucrează în regim bipolar (fig. 19*b*).

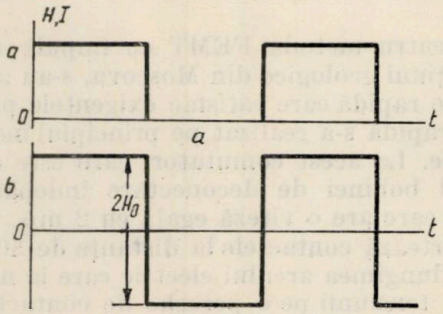


Fig. 19. — Forma impulsurilor de excitație a cîmpului magnetic : *a* — regim monopolar ; *b* — regim bipolar.

Acest regim permite să se dubleze amplitudinile de cădere a curentului pe sarcină fără mărirea tensiunii și în același timp duce la simplificarea schemei de dirijare și de comutație a impulsurilor puternice. Utilizarea regimului bipolar permite utilizarea pentru comutație a semiconductorilor de putere sau tiratroanelor cu funcționare rapidă. Dar regimul de excitație bipolar prezintă un impediment esențial constituit din faptul că impulsurile care se obțin în general au palierul (creasta impulsului) înclinat.

Influența deviației palierului de la orizontală și a fronturilor de la verticală, care se datoresc tăierii frecvențelor joase și, respectiv, înalte în instalația de generare a cîmpului primar, a fost studiată de Șaidurov [18].

Dacă se presupune că secțiunea geoelectrică cercetată se prezintă ca un sistem electric liniar, obținerea informațiilor cu metoda FEMT poate fi considerată conform schemei funcționale din figura 20.

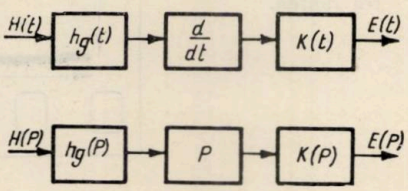


Fig. 20. — Schema funcțională de cercetare a secțiunii geologice.

Legătura dintre operațiile în timp și funcția spectrală este determinată univoc cu transformata Laplace :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j}\int_{c-j\infty}^{c+j\infty} F(p)\, e^{pt}\, dp, \tag{44}$$

$$F(p) = \int_{0}^{+\infty} f(t)\, e^{-pt}\, dt, \tag{45}$$

unde $p = c \pm j\omega$ este frecvența complexă.

Notaţiile coeficienţilor operatori din schema funcţională sînt următoarele :

$H(p) = L\{H(t)\}$ — imaginea funcţiei cîmp magnetic primar (funcţia de influenţă) ;

$h_g(p) = L\{h_g(t)\}$ — imaginea caracteristicii tranzitorii a secţiunii geoelectrice (reacţia la o excitaţie tip treaptă) ;

$p = L\left\{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\right\}$ — imaginea operaţiei de diferenţiere a cadrului de recepţie ;

$K(p) = L\{K(t)\}$ — funcţia de transmisie a canalului de măsură ;

$E(p) = L\{E(t)\}$ — imaginea semnalului la ieşire primit de către operator.

Semnalul de ieşire, în formă transformată, poate fi obţinut multiplificînd funcţia de transmisie a blocurilor echivalente arătate în figura 20 :

$$E(p) = H(p)\ ph_g(p)\ K(p). \tag{46}$$

Produsul $p\,h_g(p)$ este funcţia de transmisie a secţiunii geologice. Pentru simplificarea calculelor se consideră că funcţia de transmisie a canalului de măsură $K(p) = 1$. În acest caz, egalitatea (46) devine

$$E(p) = H(p)\ p\ h_g(p). \tag{47}$$

La ieşirea cadrului de recepţie, forţa electromotoare pentru o secţiune geoelectrică care conţine o sferă conductoare nemagnetică are forma unei sume infinite exponenţiale :

$$E_\pi(t) = 6\,\mu_v\,H_0\,M\frac{a^3}{r^3}\,\alpha\sum_{k=1}^{\infty}\mathrm{e}^{-\alpha(\pi k)^2 t}, \tag{48}$$

unde H_0 reprezintă amplitudinea căderii intensităţii cîmpului magnetic, μ_v permeabilitatea magnetică a vidului, a raza sferei şi r distanţa centrului sferei de punctele de observaţie ; $\alpha = (\mu\gamma a^2)^{-1}$, parametrul de atenuare iar M suprafaţa efectivă a cadrului de recepţie.

Transformata funcţiei de mai sus se găseşte aplicînd formula (45) :

$$E_\pi(p) = 6H_0\,\mu_v\,M\frac{a^3}{r^3}\,\alpha\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{p+\alpha(\pi k)^2}\,. \tag{49}$$

Pentru o cădere tip treaptă a intensităţii cîmpului primar, avem

$$H_\pi(p) = \frac{H_0}{p}\,. \tag{50}$$

Din relaţiile (47) şi (50) rezultă că funcţia de transmisie a secţiunii geologice este

$$K_g(p) = \frac{E(p)\,p}{H_0}\,. \tag{51}$$

Înlocuind $6\,\mu_v \frac{a^3}{r^3}\,\alpha = A_0$ în expresia (49), obținem

$$K_s(p) = A_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{p}{p + \alpha(\pi k)^2}. \tag{52}$$

Știind funcția de transmisie, se găsește ușor reacția sistemului (în cazul secțiunii geologice date) la orice influență. Ținînd cont de (46) și (52), se poate scrie

$$E(p) = H(p)\, A_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{p}{p + \alpha(\pi k)^2}. \tag{53}$$

Se acceptă că forma impulsului curentului (a frontului de creștere, a palierului și a frontului de descreștere) are caracterul unei linii frînte, cum este arătat în figura 21. Forma căderii intensității cîmpului magnetic este analogă curentului.

Funcția de timp pentru această cădere poate fi prezentată în forma

$$H(t) = \operatorname{tg}\psi_1 \cdot t \cdot 1(0) - \operatorname{tg}\psi_1\ (t-\tau)\ 1(\tau) - \operatorname{tg}\ \psi_2 \cdot (t-\tau) \cdot 1(\tau), \tag{54}$$

unde $\operatorname{tg}\psi_1 = \frac{H_0}{\tau}$ și $\operatorname{tg}\psi_2 = \frac{2H_0G}{T}$ reprezintă panta palierului, iar 1 (0), $1(\tau)$ funcția treaptă.

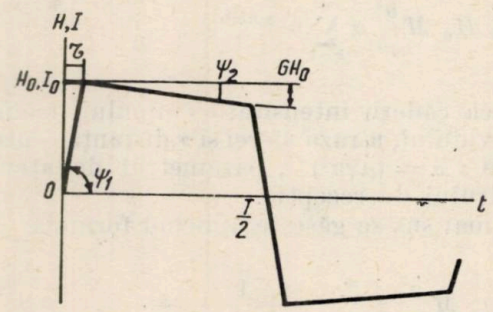


Fig. 21. — Forma impulsurilor de curent.

Imaginea funcției (54) se obține prin transformarea Laplace :

$$H(p) = \frac{\operatorname{tg}\psi_1}{p_2} - \frac{\operatorname{tg}\psi\ e^{-p\tau}}{p^2} - \frac{\operatorname{tg}\psi_2\ e^{-p\tau}}{p^2}. \tag{55}$$

Înlocuind această valoare în egalitatea (53), avem

$$E(p) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_1}{p[p + \alpha(\pi k)^2]} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_1 e^{-p\tau}}{p[p + \alpha(\pi k)^2]} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_2 e^{-p\tau}}{p[p + \alpha(\pi k)^2]}. \tag{56}$$

Utilizînd relaţia $L\left[\frac{1}{q}(e^{qt}-1)\right] = \frac{1}{p(p-q)}$ şi teorema întîrzierii, se obţine

$$E(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_1 [e^{-\alpha(\pi k)^2 t} - 1]}{-\alpha(\pi k)^2} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_1 [e^{-\alpha(\pi k)^2 (t-\tau)} - 1]}{\alpha(\pi k)^2} +$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_2 [e^{-\alpha(\pi k)^2 (t-\tau)} - 1]}{\alpha(\pi k)^2}. \qquad (57)$$

După o serie de simplificări, relaţia de mai sus devine

$$E(t) = \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_1}{\alpha\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha(\pi k)^2 (t-\tau)}}{k^2} - \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_1}{\alpha\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} + \frac{e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{k^2} \qquad (58)$$

$$+ \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_2}{\alpha\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha(\pi k)^2 (t-\tau)}}{k^2} - \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi^2}{\alpha\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2}.$$

Limita acestei sume pentru $\tau \to 0$, $\psi_2 \to 0$ după înlocuirea $\operatorname{tg}\psi_1$ cu $\frac{H_0}{\tau}$ dă

$$\lim_{\substack{\tau \to 0 \\ \psi_2 \to 0}} E(t) = A_0 H_0 \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t} \to E_\pi(t), \qquad (59)$$

egală cu f.e.m în cadru recepţionată în cazul căderii tip treaptă a curentului.

Pentru $\psi_2 \neq 0$ şi $\tau \to 0$ se obţine legea variaţiei f.e.m. în cadru la influenţa unghiului impulsului de curent:

$$E(t) = A_0 H_0 \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t} + \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_2}{\alpha\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{k^2} - \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_2}{\alpha\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2}. \qquad (60)$$

Această expresie arată apariţia suplimentară a două componente ale f.e.m.: una dependentă şi alta independentă de timp (membrii doi şi trei).

Componenta independentă de timp corespunde unei constante şi provoacă o eroare de măsură similară unei constante de fond, al cărei semn depinde de semnul unghiului de înclinare.

Eroarea relativă, ţinînd cont de ambele componente, va fi

$$\varepsilon_{\Delta i} = \frac{E(t) - E_\pi(t)}{E_\pi(t)} = \frac{2G \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{\alpha T \pi^2 \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t}} - \frac{2G \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2}}{\alpha T \pi^2 \sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}$$

sau

$$\varepsilon_{\Delta i} = \frac{2G}{\alpha T \pi^2} \cdot \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} [e^{-\alpha(\pi k)^2 t} - 1]}{\sum_{k=1}^{\infty} e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}.$$

Pentru $k = 1$, avem

$$\varepsilon_{\Delta i} = \frac{2G}{\alpha T \pi^2} [1 - e^{\alpha \pi^2 t}]. \tag{61}$$

În figura 22 sînt prezentate graficele erorii, calculate după formula (61) pentru $T = 80$ ms, $G = 0{,}01$ și diferite valori ale lui α. Din această figură rezultă că eroarea crește brusc cu mărirea timpului și parametrului α.

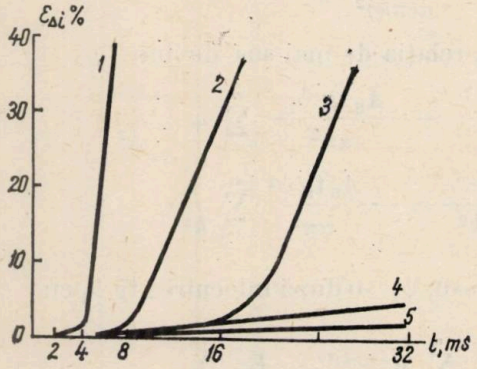


Fig. 22. — Familia graficelor erorii, condiționate de căderea palierului impulsului de curent: *1* — $\alpha = 100$; *2* — $\alpha = 40$; *3* — $\alpha = 20$; *4* — $\alpha = 10$; *5* — $\alpha = 5$.

În determinarea erorii, rolul principal îl joacă componenta constantă a relației (60) :

$$E_0 = \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_2}{\alpha \pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2}.$$

Substituind în această formulă $\operatorname{tg}\psi_2$, A_0, $H_0 = \dfrac{I}{2R}$, obținem

$$E_0 = \frac{6 I G \mu_v M a^3}{\pi^2 R I r^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{K^2}, \tag{62}$$

Considerînd primii cinci termeni, avem

$$\sum_{k=1}^{5} \frac{1}{k^2} \approx 1{,}5 \; ; \quad \frac{E_0}{I} = \frac{9 G \mu_v M}{\pi^2 R I} \left(\frac{a}{r}\right)^3.$$

Pentru valoarea $M = 5000$ m², T = 80 ms, $\left(\dfrac{a}{r}\right)^3 = 1$, avem

$$\frac{E_0}{I} = 7 \cdot 10^4 \frac{G}{R} \left[\frac{\mu V}{A}\right],$$

Această dependență, funcție de înclinarea palierului impulsului de curent pentru patru valori ale razei spirei generatoare R, este prezentată în figura 23.

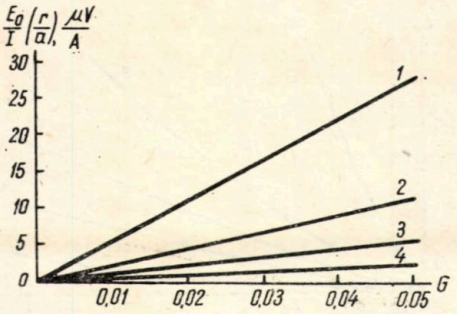


Fig. 23. — Graficele valorilor relative de fond: *1* — $R = 125$ m; *2* — $R = 250$ m; *3* — $R = 500$ m; *4* — $R = 1000$ m.

Din figură rezultă că valoarea fondului pentru $G = 0{,}01$ este situată în limita a $5\mu\ V/A$. Pentru o sensibilitate maximă a aparatului de măsură egală cu 100 μV pe întreaga scală, această valoare va fi de 5% pentru un curent în spiră egal cu 1A. Această evalare a fondului poate să ducă și la considerentul posibilității de compensație în cazul excitației periodice.

În continuare se va evalua deformarea introdusă numai de frontul de creștere al impulsului de curent. Substituind în egalitatea (58) $\psi_2 = 0$, se obține

$$E_\Phi(t) = \frac{A_0 \operatorname{tg}\psi_1}{\alpha\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha(\pi k)^2 t}}{k^2} [e^{\alpha(\pi k)^2 \tau} - 1]. \qquad (63)$$

Eroarea relativă este dată de expresia

$$\varepsilon_{\text{fi}} = \frac{E_\Phi(t) - E_\pi(t)}{E_\pi(t)}.$$

Pentru $k = 1$ avem

$$\varepsilon_{\text{fi}} = \frac{e^{\alpha\pi^2\tau} - 1}{\alpha\pi^2\tau} - 1.$$

În figura 24 se arată graficele deformării în raport cu lungimea frontului și cu parametrul α. Dacă lungimea frontului variază în intervalul de la 0 la 0,2 ms, amplitudinea semnalului pentru diferite valori ale lui α se modifică în limita a 30%.

Expresiile obținute mai sus permit a găsi valoarea de corecție la mărimea fondului FEM tranzitorii generate în cadrul de recepție pentru impulsuri de curent de excitație cu deformări cunoscute.

Pentru dimensiunea spirei 1 km × 1km, sensibilitatea canalului de recepţie 100μV pe întreaga scală şi o suprafaţă efectivă a cadrului de recepţie egală cu 5 000 m², căderea palierului impulsului de curent nu trebuie să depăşească 1% în cazul cînd se utilizează regimul bipolar de excitaţie.

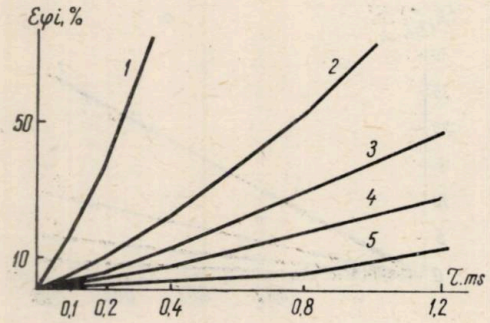


Fig. 24. — Dependenţa deformării relative $\varepsilon_{\Phi i}$ în funcţie de lungimea frontului impulsului: *1* — $\alpha = 300$; *2* — $\alpha = 100$; *3* — $\alpha = 60$; *4* — $\alpha = 40$; *5* — $\alpha = 20$.

În acelaşi mod, dacă este cunoscută rezolvarea pentru căderile tip treaptă, se poate evalua deformarea pentru orice formă a impulsului de curent şi orice funcţie de transmisie echivalentă a secţiunii geologice fără integrarea ecuaţiilor electrodinamicei.

În cazul cînd se utilizează, de exemplu, impulsuri de tip semiundă, cum avem la varianta MFEMT autopurtată, cunoscînd funcţia de transmisie a secţiunii geologice, se procedează în felul următor: se găseşte imaginea H(p) a funcţiei care descrie forma impulsului cîmpului primar, aplicînd transformarea Laplace, funcţia formei impulsului fiind precizată de

$$f(t) = \begin{cases} \sin t, & \text{pentru } 0 \leqslant t \leqslant \pi, \\ 0, & \text{pentru } t < 0 \text{ şi } \pi \leqslant t, \end{cases}$$

şi se înlocuieşte funcţia-imagine obţinută în relaţia (53), după care se revine la funcţia original prin transformarea Mellin-Fourier.

III. APARATURA ŞI METODICA LUCRĂRILOR DE TEREN PENTRU METODA FENOMENELOR ELECTROMAGNETICE TRANZITORII

Fenomenele electromagnetice tranzitorii în prezenţa volumelor conductoare de formă simplă se caracterizează prin atenuări în timp a cîmpului magnetic al curenţilor turbionari după legea unei sume infinite de termeni exponenţiali (vezi cap. I), cu puteri negative ce cresc gradat în valoare absolută şi care depind de forma, dimensiunile şi conductivitatea corpului de minereu.

Datorită vitezelor diferite de atenuare ale cîmpului secundar, provocate de volumele conductoare de diferite forme şi conductivităţi, raportul anomaliilor determinate de acestea se modifică permanent în timp, făcînd

posibilă separarea lor. Acest aspect deosebit de interesant, care conferă metodei FEMT o capacitate sporită de rezoluţie faţă de metodele inductive cu cîmpuri alternative, recomandă înregistrarea completă a fenomenelor electromagnetice tranzitorii.

Din cazurile prezentate în capitolul I s-a observat că atenuarea cîmpului magnetic al curenţilor turbionari din volumele conductoare se produce practic după primele zeci de milisecunde, de unde rezultă că este indicată alegerea pentru aparaturile de măsură a unor durate de înregistrare corespunzătoare.

Durata impulsului de excitaţie pentru ca efectul anomal să fie maxim (II. 1) trebuie să nu fie mai mică de 50 ms, iar comutarea curentului în spiră de alimentare să se producă în cel mult 4 ms pentru spire cu dimensiuni mari şi cel mult 1 ms pentru spire cu dimensiuni mici (cu latura pînă la cîteva sute de metri).

Referitor la banda de trecere a canalului de măsură, rezultatele analizei spectrale (II. 2) au arătat că ea trebuie să fie cuprinsă între 0 şi cel puţin 1 kHz pentru un timp minim de înregistrare egal cu 2 ms. În cazul unui timp minim de înregistrare mai mic de 1 ms, frecvenţa superioară a benzii de trecere va trebui mărită considerabil.

În privinţa influenţei formei impulsurilor de excitaţie, în capitolul precedent (II. 4) s-a dat o metodă de evaluare a acesteia, care poate fi aplicată la diverse tipuri de abateri de la impulsul dreptunghiular specifice, fiecărei soluţii tehnice adoptate pentru instalaţia de generare.

Problemele expuse mai sus diferă pentru aparaturile destinate măsurătorilor în continuă mişcare (echipamente aeropurtate şi autopurtate) din cauza duratei mici a impulsurilor de excitaţie (cîteva milisecunde) şi a timpului minim de înregistrare (cîteva sute de microsecunde), dar evaluarea diverselor influenţe se poate examina în maniera prezentată în capitolul II.

O problemă importantă pe care o ridică înregistrarea fenomenelor electromagnetice tranzitorii este suprimarea zgomotelor care se datoresc unor cîmpuri magnetice perturbatoare. Acestea se pot împărţi, după caracterul variaţiei în timp, în trei grupe :

a) perturbaţii de tip impuls ;

b) perturbaţii industriale de înaltă frecvenţă ;

c) perturbaţii datorate frecvenţei industriale (50 Hz).

Perturbaţiile specificate mai sus sînt prezente în cazul aparaturilor cu care se execută măsurători în regim discontinuu, cu staţionare în punctul de observaţie, şi la acestea se adaugă, în cazul măsurătorilor în mişcare, încă două :

d) perturbaţii datorită vibraţiilor mecanice ale dispozitivului inductiv de recepţie ;

e) perturbaţii datorită intersectării cîmpului geomagnetic, care prezintă variaţii de-a lungul profilului de măsură de către dispozitivul inductiv de recepţie.

Zgomotele datorită perturbaţiilor enumerate la punctele a), b) şi e) se elimină în mare măsură prin îngustarea benzii de trecere a canalelor de măsură. Zgomotele de la punctul c) se elimină la unele aparaturi prin compensare în cazul existenţei unei singure surse şi prin medierea mai multor măsurători.

La unele aparaturi care utilizează impulsuri periodice, pentru eliminarea perturbațiilor se utilizează principiul acumulării semnalului util.

Zgomotele datorită vibrațiilor mecanice pentru aparatura în continuă mișcare se realizează prin soluții mecanice de atenuare a vibrațiilor și prin îngustarea benzii de trecere a canalului de înregistrare. În continuare se va examina aparatura și metodica de lucru în teren a principalelor variante de aplicare a metodei FEMT.

III. 1. Varianta cu impuls de excitație izolat

Această variantă utilizează pentru excitație un impuls dreptunghiular de durată relativ mare (2—3 s) și oscilografierea curbei f.e.m. tranzitorii care apare în cadrul de recepție.

III. 1.1. *Descrierea aparaturii [5], [17].* Aparatura care formează obiectul descrierii a fost realizată la Institutul de prospecțiuni geologice din Moscova în perioada 1959—1960, pe baza transformării aproape complete a stației de prospecțiuni electrice ERS—23, utilizîndu-se de la aceasta numai grupul generator și autovehiculele respective. Acest echipament de măsură este constituit din două unități : instalația generator și instalația de înregistrare. În calitate de sursă care generează cîmpul magnetic constant se folosește o spiră pătrată nelegată la pămînt, formată din cabluri de cupru izolate. Latura spirei poate să ajungă pînă la 2 km. Toată aparatura este situată în două autovehicule, care intră în completul de prospecțiune electrică a stației ERS—23. Schema-bloc a aparaturii este prezentată în figura 25.

Instalația-generator. Sursa de curent s-a realizat pe baza grupului generator al stației ERS—23 și este destinată să furnizeze impulsuri de curent electric prin spira închisă ce servește ca sursă a cîmpului primar. Intensitatea curentului este de circa 10—15 A. Curentul constant este furnizat de generatorul PN — 100, acționat de motorul autovehiculului sau de baterii uscate.

Întreruperea curentului în treaptă de la 10—15 A la zero se realizează cu ajutorul comutatorului prezentat la punctul II. 3 (bloc *14*, fig. 25).

Dacă sursa de curent este grupul generator, la întreruperea curentului în spiră grupul generator se conectează la o sarcină de balast. Pentru acest scop s-au adaptat contactorii standard ai stației ERS—23 și reostatul ei ca sarcină de balast.

Instalația-generator, care este montată pe un autovehicul, se compune, conform schemei-bloc din figura 25, din : sursa de curent continuu *17*, dispozitivele pentru cuplarea și decuplarea curentului în spiră *14*, *15*, *16*, blocul de relee care asigură cuplarea curentului în spiră la un timp strict determinat *13* și stația de radio emisie-recepție *12*.

Dirijarea contactorilor *15* și *14* se face din instalația de înregistrare, transmițîndu-se prin stația de radio *11* un impuls de dirijare. Impulsul de dirijare transmis este recepționat de stația de radio *12* și redresat de un redresor special, după care este transmis mai departe blocului *13*.

Instalaţia de înregistrare. Aparatura de înregistrare a fost montată în laboratorul de teren al staţiei ERS—23, după ce aparatura standard a fost înlăturată. Ea este înzestrată cu înscriere oscilografică a t.e.m. generată

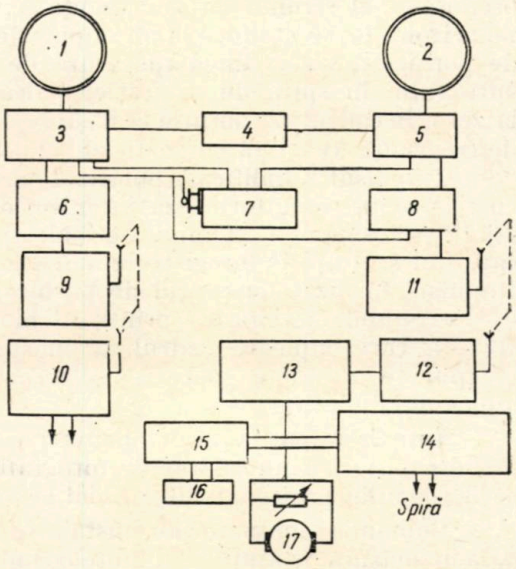


Fig. 25. — Schema-bloc a aparaturii pentru înregistrarea fenomenelor electromagnetice la excitaţia cu impuls izolat.

1 — cadru de măsură; *2* — cadru de pornire; *3* — amplificator de curent continuu; *4* — bloc de întîrziere; *5* — bloc programare comutări; *6* — bloc pentru compensarea perturbaţiilor; *7* — osciloscop cu aparat de fotografiat; *8* — bloc de relee; *9* — bloc de recepţie pentru compensarea perturbaţiilor; *10* — bloc emiţător pentru compensarea perturbaţiilor; *11* — emiţătorul telecomutatorului; *12* — receptorul telecomutatorului; *13* — bloc de relee pentru dirijarea contactoarelor; *14* — comutator de curent cu funcţionare rapidă; *15* — contactor pentru balast; *16* — sarcina de balast; *17* — generator.

de cîmpul magnetic al curenţilor turbionari în cadrul de recepţie după întreruperea curentului în spira de excitaţie.

În calitate de cadru de recepţie se utilizează cadre cu o suprafaţă efectivă de 5 000 m² de formă pătrată cu carcasa rigidă sau în formă de buclă circulară cu carcasă nerigidă cu diametrul de 6m, aşezată pe suprafaţa solului (blocul 1).

Pentru a nu perturba înscrierea f.e.m. tranzitorii, cadrele de recepţie sînt introduse în regim critic de amortizare prin scurtcircuitarea a cinci sau zece spire din bobinajul cadrului.

F.e.m. generată în cadrul de recepţie şi proporţională cu derivata cîmpului magnetic în raport cu timpul este amplificată cu amplificatorul de curent continuu *3*, care este constituit din trei etaje în cascadă. Amplificatorul are prevăzută posibilitatea reglării în trepte a coeficientului de amplificare. Valorile acestor trepte de amplificare sînt 200 000, 150 000, 75 000, 50 000 şi 25 000. Caracteristica de frecvenţă şi de fază a amplificatorului este uniformă în intervalul 0—15 kHz. Pentru micşorarea perturbaţiilor datorate frecvenţelor înalte, ieşirea amplificatorului este şuntată cu o capacitate de 10 000 nF, care limitează superior banda de trecere la valoarea de 8 kHz. Zgomotul propriu al amplificatorului este de 3—5 μV, iar deriva nulului în jur de 20 μV/min. Amplificatorul posedă un dispozitiv de etalonare care permite furnizarea la intrarea amplificatorului, înainte de începerea înregistrării, a unui impuls de calibrare de 1 000 sau de 300 μV.

O particularitate importantă a lucrului amplificatorului este primirea la intrarea lui a impulsului care rezultă la întreruperea curentului

primar. Pentru eliminarea acestui inconvenient, cadrul de recepție se conectează la intrarea amplificatorului cu o întîrziere de 1,5—2 ms, în raport cu momentul întreruperii curentului în spira care generează cîmpul primar. F.e.m. recepționată de cadrul *1* și amplificată este înscrisă de un osciloscop electronic cu remanență *7*. Începerea explorării (baleiajului pe orizontală) se produce la un impuls de tensiune generat de cadrul special de pornire *2*, situat lîngă aparatura de măsură. În momentul întreruperii curentului în spira de excitație, adică cînd cîmpul primar scade brusc la zero, în cadrul de pornire ia naștere o f.e.m. aplicată la un amplificator de frecvență acustică cu coeficient de amplificare de 25 000.

Impulsul amplificat, polarizat pozitiv, este condus la niște circuite cu tiratroane, care formează impulsul de durată scurtă ce pornește baleiajul osciloscopului. Timpii de baleiaj pe orizontală ai osciloscopului, care sînt și timpi de înregistrare ai f.e.m. tranzitorii, sînt de 10, 20 și 40 ms. Impulsul furnizat de cadrul de pornire, în afară de pornirea baleiajului osciloscopului, acționează printr-un bloc de întîrziere *4* un releu de tip RP—4, care cuplează cadrul de măsură la intrarea amplificatorului *3*. Timpul de întîrziere poate fi reglat prin modificarea constantei de timp a blocului de întîrziere.

Înregistrarea f.e.m. tranzitorii se face prin fotografierea ecranului osciloscopului cu un aparat de fotografiat obișnuit, consolidat cu ecranul osciloscopului printr-un tub special la o distanță constantă.

Comanda contactorilor instalației-generator se realizează din instalația de măsură cu ajutorul unui telecomutator, compus dintr-un modulator și două stații de radio *11* și *12* emisie-recepție de tip JR—4P, una dintre ele situată pe grupul generator și a doua în laboratorul de măsură. Prin transmiterea unui semnal modulat cu stația *11* la ieșirea receptorului *12*, apare un semnal ce acționează blocul de relee *13*, care comandă contactorii. Pentru asigurarea interacțiunii elementelor descrise mai sus ale aparaturii de măsură și cuplarea lor în succesiunea necesară, există un bloc de relee *8*, constituit din trei relee de tip TRL montați pe șasiuri separate, trei relee de tip RP—4, situate în amplificatorul de curent continuu și amplificatorul osciloscopului, și două relee de tip RSM—1 și RSM—2, situate în corpul stațiilor de radio JR—4P.

Dirijarea blocului de relee *8* se realizează cu ajutorul contactelor de sincronizare al aparatului de fotografiat sau al butonului de mînă pentru pornire.

Canalul de măsură pentru înregistrarea f.e.m. tranzitorii, posedă o bandă de trecere cuprinsă între 0 și 8 kHz, ceea ce determină eliminarea perturbațiilor de frecvență care depășesc banda de trecere.

După cum s-a arătat la începutul acestui capitol, după caracterul schimbării cîmpului perturbant în raport cu timpul, zgomotele se datoresc următoarelor cîmpuri perturbante :

a) perturbații tip impuls ;
b) perturbații industriale de înaltă frecvență ;
c) perturbațiile curenților de frecvență industrială (50 Hz).

Perturbațiile tip impuls, datorate descărcărilor electrice din timpul furtunilor, sînt tăiate parțial din șuntarea ieșirii amplificatorului *3* cu capacitatea care limitează superior banda de trecere la valoarea de 8 kHz.

Perturbaţiile de înaltă frecvenţă sînt reprezentate de armonicile de frecvenţă mare ale curenţilor de frecvenţă industrială şi ale modificărilor care apar la redresarea curentului trifazic etc. Aceste perturbaţii pot fi excluse prin înscrierea repetată pe o oscilogramă a aceleiaşi f.e.m. tranzitorii.

Pentru perturbaţiile curenţilor de frecvenţă industrială, care sînt de cea mai mare extindere mai ales în zonele miniere, în completul aparaturii de măsură s-a introdus un dispozitiv pentru compensarea acestora. Sistemul de compensare al acestor perturbaţii include două staţii de radio de tip JR—4P şi un amplificator selectiv (blocurile *6*, *9* şi *10*).

Una dintre staţiile de radio al acestui sistem de compensare se amplasează în apropierea sursei de perturbaţii (instalaţii de putere, linii de înaltă tensiune etc.) şi este cuplată cu un dispozitiv care modulează semnalul de 50 Hz, cules direct din reţea sau cules cu un cadru inductiv. Semnalul modulat transmis este recepţionat de cea de-a doua staţie radio, situată la instalaţia de măsură. Semnalul primit se detectează, se amplifică şi se aplică în faza opusă cu semnalul perturbant recepţionat de cadrul de măsură la intrarea amplificatorului de curent continuu *3*.

Înainte de începerea înregistrării f.e.m. tranzitorii, operatorul schimbă faza semnalului de compensare a perturbaţiei şi amplitudinea sa pînă obţine vizual pe ecranul osciloscopului cea mai bună compensare a perturbaţiei cu frecvenţa de 50 Hz.

Modul arătat de înlăturare a acestor perturbaţii este eficient dacă sursa perturbatore este determinată de un curent sinfazic. Armonicile care compun perturbaţiile nu se înlătură în acelaşi mod, de aceea pentru lucrul în regiuni cu perturbaţii intense este recomandată înscrierea repetată a aceleiaşi curbe tranzitorii.

Completul aparaturii descris, fiind instalat pe două autovehicule, poate permite prospectarea numai a regiunilor puţin accidentate sau care au drumuri de acces.

III.1.2. *Metodica lucrărilor de teren* După cum s-a mai arătat, la lucrările de teren cu această metodă se studiază fenomenele tranzitorii ale cîmpului magnetic create de un curent care circulă într-o spiră întinsă pe sol la schimbarea în treaptă a acestui curent de la o valoare finită la zero.

Dimensiunile spirei se aleg în aşa fel, încît sectoarele de cîmp anomal să fie în întregime situate în interiorul conturului spirei. Din acest punct de vedere este comod de utilizat spire de dimensiuni mari, mai ales pentru zăcămintele situate în profunzime. Dar odată cu creşterea razei (vezi I. 4) se măreşte influenţa depozitelor superficiale conductoare mai ales la primele stadii ale fenomenelor tranzitorii, şi de aceia dimensiunile spirei de excitaţie sînt cuprinse de la 2 km pînă la cîteva sute de metri.

În cazul spirei pătrate, latura ei se stabileşte evaluînd caracteristicile de timp ale f.e.m. generate de corpurile de minereu care constituie obiectul cercetărilor, aproximîndu-le cu sfera (formulele 2, cap. I) sau cu cazuri simple, şi de depozitele superficiale, pentru care se utilizează graficul prezentat în figura 10 (cap. I), punînd condiţia ca efectul depozitelor superfi-

ciale să permită înregistrarea efectelor corpurilor de minereu. Evident, această problemă se poate rezolva mai precis cu ajutorul modelărilor.

Dimensiunea spirei mai este condiționată și de adîncimea corpurilor conductoare. Calculele și experiența arată că efectele anomale maxime de la corpurile conductoare se obțin cînd dimensiunea spirei este de două — trei ori mai mare decît adîncimea acestora.

Punctele de înregistrare se dispun pe o rețea de profile. În fiecare punct al profilului se efectuează înregistrearea f.e.m. tranzitorie generată de componenta cîmpului magnetic vertical în intervalul de timp de la 2—3 ms la 20—40 ms.

Lungimea profilelor, distanța dintre ele, pasul măsurătorilor sînt determinate de configurația zonei anomale de forma presupusă, dimensiunile și de poziția în spațiu al corpurilor geologice studiate. În general, observațiile se fac în rețea 50×20 sau 100×50 m, corespunzător unei ridicări la scara 1 :5 000, respectiv 1 :10 000.

Operațiile de teren se realizează în ordinea următoare : grupa de topometrie marchează prin pichetaj traseul de așezare al laturilor spirei de excitație, după care o grupă de muncitori amplasează spira, cînd este posibil, cu ajutorul autovehiculului. După aceste operații se stabilesc cele două legături radio. La comanda operatorului care lucrează pe stația de măsură, operatorul instalației-generator conectează alimentarea, după ce alege în prealabil tensiunea în așa fel ca în spiră să circule un curent de 10—15 A în momentul cînd este cuplată sursa de curent la spiră cu ajutorul telecomutatorului.

Pentru alegerea regimului optim de înregistrare a f.e.m. tranzitorii, operatorul stației de măsură apasă pe comutatorul manual de pornire și dă cîteva impulsuri de lucru, observînd ecranul osciloscopului, în funcție de care alege treapta de amplificare a amplificatorului de curent continuu și stabilește cea mai bună poziție a compensării perturbațiilor de frecvență industrială și timpul de înregistrare. Înainte de începerea înscrierii, operatorul deplasează spotul, stabilindu-l în colțul din stînga jos al ecranului, după care prinde tubul cu aparatul de fotografiat.

Înregistrarea începe cu pornirea blocului de relee 5 (fig. 25), care este dispozitivul de programare ce asigură cuplarea tuturor blocurilor aparaturii în succesiunea determinată necesară înregistrării f.e.m. tranzitorii cu ajutorul contactului sincron al aparatului de fotografiat. În fiecare punct se înregistrează 3—10 oscilograme în funcție de nivelul perturbațiilor ceea ce asigură eliminarea lor prin mediere. Fiecare oscilogramă se înregistrează în carnetul de teren cu numărul ei, pichetul și profilul, date referitoare la regimul înregistrării, intensitatea curentului în spiră, coeficientul de amplificare și timpul de înregistrare. Developarea se execută după ce s-a consumat filmul din caseta aparatului de fotografiat (36 de cadre). În figura 25 este prezentată o oscilogramă-tip. După înregistrarea într-un punct, cadrul de măsură se mută în punctul următor.

Rezultatele măsurătorilor se prezintă sub formă de hartă cu izolinii ale f.e.m. tranzitorii pentru anumiți timpi de măsură, socotiți din momentul întreruperii cîmpului primar, sau sub formă de grafice de-a lungul profilelor.

În figurile 28 și 29 se prezintă două profile deasupra unor corpuri de minereuri constituite din sulfuri metalice din partea de sud a munților Urali.

Graficele distribuției f.e.m. tranzitorii E (fig. 28*a*) arată descreșterea rapidă a anomaliei cu creșterea timpului la care sînt considerate. Efectul rocilor înconjurătoare și al depozitelor superficiale se atenuează complet după primele 10 ms, înregistrîndu-se pentru ultimele trei profile, corespun-

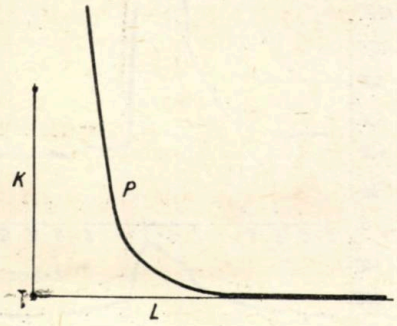


Fig. 26. — Modelul unei oscilograme : K = impuls de etalonare ; P = curba f.e.m. tranzitorie ; I = începutul liniei de zero ; L = linia de zero a cărei lungime poate fi egală cu 10 ; 20 sau 40 msec.

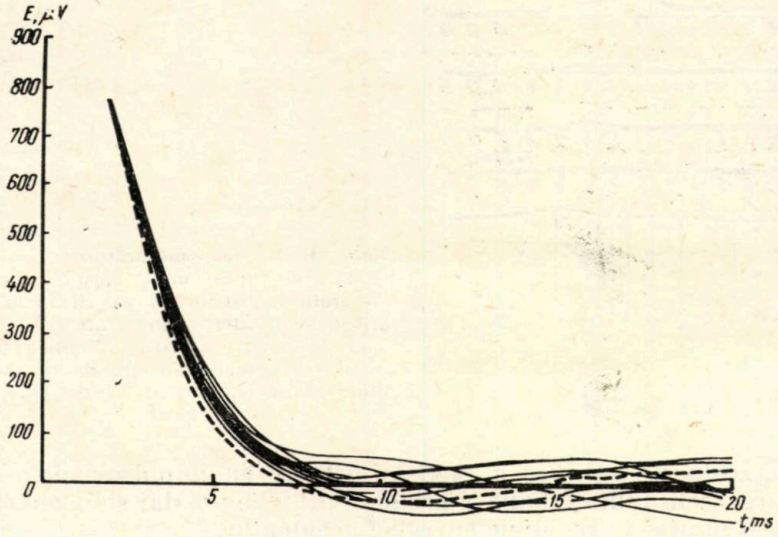
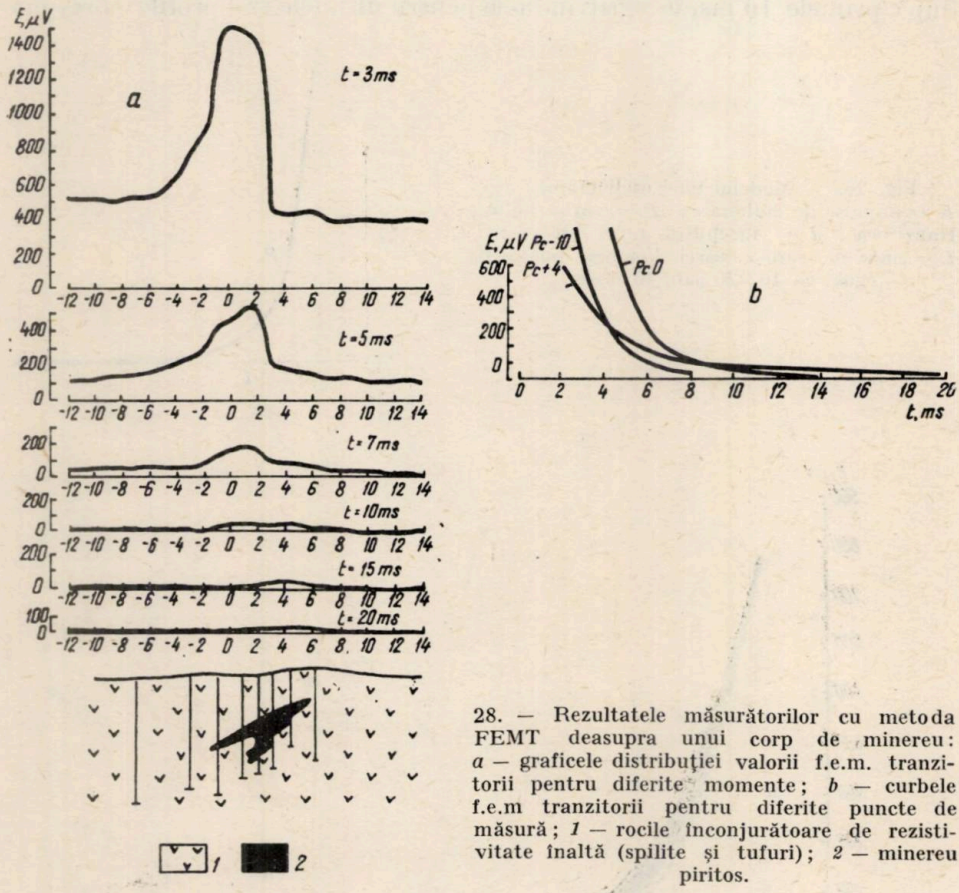


Fig. 27. — Exemplu de nivelare a oscilogramelor în cazul existenței perturbațiilor.

zătoare timpilor 10, 15 și 20 ms, numai efectul anomal datorat corpului de minereu situat la o adîncime de circa 70 m.

În figura 28*b* se arată caracteristica de timp a f.e.m. E pentru trei picheți ai profilului, situați în stînga anomaliei, pe anomalie și în dreapta

ei. În figura 29 este prezentat un caz asemănător, pe care au fost executate şi măsurători în curent alternativ a componentei H_z pentru două frecvenţe. Cîmpul alternativ a fost generat de o spiră de aceleaşi dimensiuni ca şi pentru metoda FEMT. Se poate observa în acest caz capacitatea mult mai mare de rezoluţie a metodei FEMT.



28. — Rezultatele măsurătorilor cu metoda FEMT deasupra unui corp de minereu: *a* — graficele distribuţiei valorii f.e.m. tranzitorii pentru diferite momente; *b* — curbele f.e.m tranzitorii pentru diferite puncte de măsură; *1* — rocile înconjurătoare de rezistivitate înaltă (spilite şi tufuri); *2* — minereu piritos.

Varianta de aplicare a metodei FEMT cu impulsuri de excitaţie izolate are o sensibilitate bună şi productivitate mare, dar şi inconvenientul unui acces limitat în regiunile cu relief accidentat.

III. 2. Varianta cu excitaţia prin impulsuri periodice

Necesitatea realizării unor aparaturi portabile care să aibă acces în regiunile cu relief accidentat şi o mai bună eliminare a efectelor perturbaţiilor a dus la elaborarea variantei MFEMT prin impulsuri periodice de excitaţie.

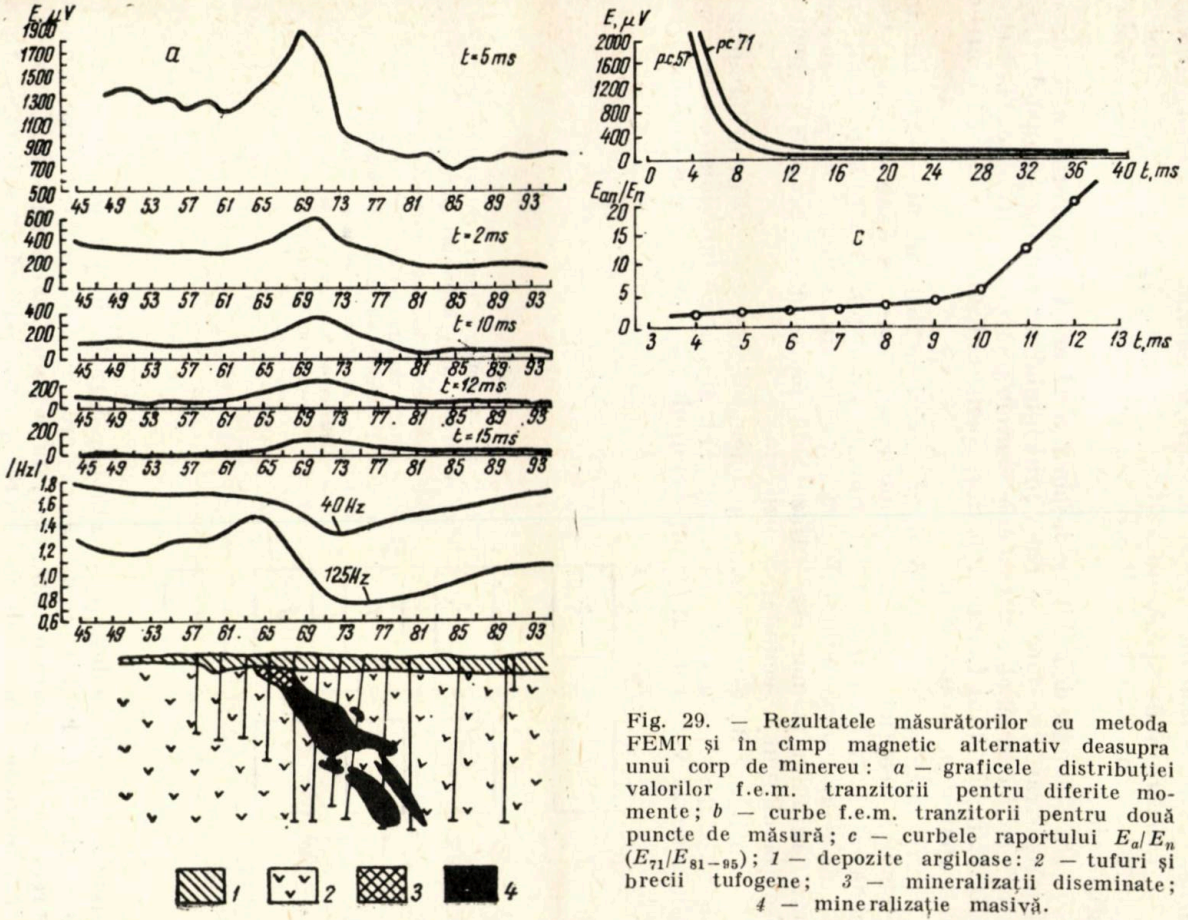


Fig. 29. — Rezultatele măsurătorilor cu metoda FEMT şi în cîmp magnetic alternativ deasupra unui corp de minereu: *a* — graficele distribuţiei valorilor f.e.m. tranzitorii pentru diferite momente; *b* — curbe f.e.m. tranzitorii pentru două puncte de măsură; *c* — curbele raportului E_a/E_n (E_{71}/E_{81-95}); *1* — depozite argiloase: *2* — tufuri şi brecii tufogene; *3* — mineralizaţii diseminate; *4* — mineralizaţie masivă.

Aceste aparaturi măsoară amplitudinea f.e.m. tranzitorii la diferiți timpi determinați, considerați de la momentul întreruperii curentului, timpii de măsură fiind astfel distribuiți, încît să permită construirea curbei caracteristicii de timp a f.e.m. recepționată, cu un cadru inductiv.

Literatura de specialitate [4], [17], [19], [20] arată că astfel de aparaturi, construite în U.R.S.S. începînd din 1960, au dat deplină satisfacție.

Un element deosebit de important al acestor aparaturi este faptul că înregistrarea se face pe baza principiului acumulării semnalului util, care duce la o bună eliminare a efectelor cîmpurilor perturbante și la citirea valorii amplitudinii f.e.m. tranzitorii pentru un anumit timp cu ajutorul unui aparat cu ac indicator.

Aparaturile de acest tip, după modul de realizare al sursei cîmpului primar și recepției cîmpului secundar, se împart în două categorii. Din prima categorie fac parte aparaturile care au o spiră pentru sursa cîmpului primar și un cadru inductiv de recepție, iar din a doua cele pentru care spira cîmpului primar este utilizată în pauza dintre impulsuri pentru recepția cîmpului secundar tranzitoriu.

În figura 30 este prezentată schema-bloc a unei aparaturi din prima categorie specificată mai sus, după [17]. Modul de funcționare este după cum urmează. Generatorul *1* și sursa cîmpului primar *2* (care este o spiră), ge-

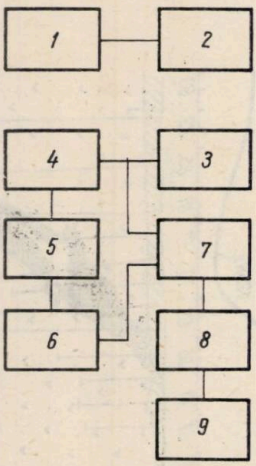


Fig. 30. — Schema bloc a aparaturii cu excitația prin impulsuri periodice: *1* — generator de impulsuri dreptunghiulare; *2* — emițătorul cîmpului primar; *3* — cadrul de recepție; *4* — amplificator auxiliar; *5* — dispozitiv de întîrziere; *6* — bloc de formare impulsuri; *7* — amplificator de bază; *8* — bloc de integrare; *9* — bloc de înregistrare.

nerează o succesiune de impulsuri monopolare de cîmp magnetic cu perioada de lungime $2T$. Fronturile de descreștere ale impulsurilor fac ca în cadrul de recepție *3* să apară o f.e.m. care, după amplificarea cu amplificatorul *4*, este transmisă blocului de întîrziere *5*, care asigură înregistrarea f.e.m. tranzitorii generate de curenții turbionari. Blocul *5* trimite un impuls blocului *6*, care formează la rîndul său un impuls care deschide amplificatorul *7* la timpul necesar pentru recepția amplitudinilor f.e.m. pentru un anumit moment. Seria de impulsuri de la amplificatorul *7*, care reprezintă amplitudinile instantanee pentru f.e.m. tranzitorii la un anumit timp, merge la

blocul de integrare *8* care nivelează seria semnalelor primite şi o transmite dispozitivului de înregistrare *9*.

În figura 31 este prezentată schema-bloc a unei aparaturi [20] cu spira comună, utilizată atît pentru recepţie, cît şi pentru emisie. Funcţionarea este următoarea : blocul *1*, care generează un semnal sinusoidal,

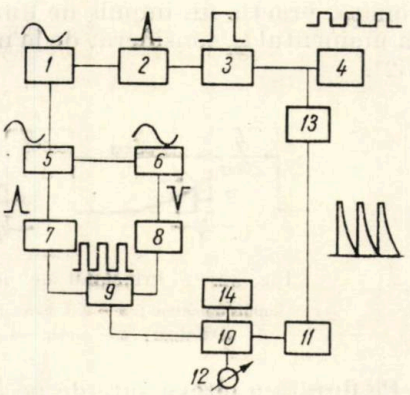


Fig. 31. — Schema bloc a unei aparaturi cu excitaţia prin impulsuri periodice şi spira comună.

coordonează prin acesta toate modificările care se produc în aparatură în timpul măsurătorii. Semnalul generat de *1* este transmis blocurilor *2*, *5* şi *6*. Blocul *2* formează impulsuri de scurtă durată, care determină în blocul *3* formarea de impulsuri dreptunghiulare ce alimentează spira *4*. Blocul *5* şi *6* sînt nişte schimbătoare de fază destinate pentru a comanda formarea de impulsuri de scurtă durată şi polaritate diferită în blocurile *7* şi *8*, care, la rîndul lor, comandă lungimea impulsurilor dreptunghiulare furnizate de multivibratorul *9*. Succesiunea de impulsuri furnizată de acest bloc comandă blocul *10*, care asigură decuparea de impulsuri de scurtă durată din f.e.m. tranzitorie şi să le trimită blocului de acumulare *14*. Schimbarea fazei semnalului sinusoidal, realizată de blocul *5*, determină timpul de citire al f.e.m. tranzitorii. Deviaţiile acului indicator al aparatului *12* sînt proporţionale cu mărimile medii măsurate. În prealabil, f.e.m. tranzitorie a fost amplificată de amplificatorul *11*. Blocul *13* are funcţia de a cupla spira la amplificatorul *11* în pauzele dintre impulsurile de excitaţie şi de a scurtcircuita intrarea amplificatorului *11* cînd prin spiră circulă impulsuri de curent.

În cele ce urmează vom examina aparatura MPPO—1, care face parte din categoria celor cu spira comună, şi metodica lucrărilor cu această aparatură.

III.2.1. *Aparatura MPPO*—1. Aparatura MPPO—1 este o aparatură uşor portabilă elaborată de către Centrul de cercetare a metodelor şi tehnicii de prospecţiuni (VITR) din U.R.S.S. [4], [19] şi se fabrică, începînd din 1966, în serie. Din literatura de specialitate rezultă că este singura aparatură de acest tip care a depăşit cadrul experimental.

Principiul de funcţionare şi principalele caracteristici tehnice. Aparatura este constituită din două blocuri principale : blocul generator-măsură (BGM) şi blocul de alimentare (BA), la care se adaugă spira.

Blocul generator-măsură generează impulsuri de curent rectangulare periodice într-o spiră dispusă pe suprafața solului. În pauzele dintre impulsuri, în aceeași spiră, dacă obiectul conductor este aproape, apare o succesiune periodică de impulsuri a unei f.e.m., $E(t)$, generată de cîmpul magnetic al curenților turbionari tranzitorii din corpul conductor. Semnalele $E(t)$ sînt amplificate și în cursul fiecărei perioade este „decupată" o ordonată, practic un impuls de durată scurtă, care caracterizează curba $E(t)$ la momentul t_x, considerat de la momentul întreruperii cîmpului primar (fig. 32).

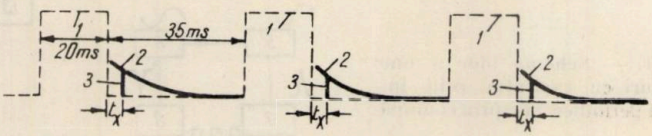


Fig. 32. — Principiul de măsură al aparaturii MPPO—1.

1 — impuls de curent; *2* — $E(t)$ care ia naștere în spiră după întreruperea curentului; *3* — momentul t la care se face măsurătoarea.

Pe durata a cîteva sute de perioade, semnalul „decupat" este transmis pe o capacitate de stocaj. Ca rezultat, capacitatea se încarcă pînă la valoarea instantanee măsurată a f.e.m., $E(t_X)$. Zgomotele înregistrate cu semnalul util sînt reduse la medie pe capacitatea de stocaj. Tensiunea continuă de pe capacitatea de stocaj este măsurată cu un microvoltmetru cu rezistență de intrare mare. În cursul măsurătorii, valoarea $E(t_X)$ este normată la intensitatea I a impulsului de curent.

Aparatura MPPO—1 și echipamentul auxiliar este compus din: un bloc generator-măsură (BGM), cu sursele interioare de alimentare; opt tamburi, cu cabluri de cupru izolate cu policlorură de vinil pentru realizarea spirei; blocul de alimentare (BA), cu baterii de alimentare; cabluri de legătură între BGM și BA; instalația pentru încărcarea acumulatoarelor.

Principalele caracteristici tehnice ale aparaturii MPPO—1:

— diapazonul de măsură al mărimii $E(t)/I$ ($\mu V/A$) · · · 5—100 000;

— eroarea de măsură a valorii $E(t)/I$ cînd $E(t)$ nu este mai mică de 20μV și constanta de timp a fenomenelor tranzitorii nu este mai mică de 5 ms este cel mult de (%) · 10;

— sensibilitatea maximă a aparaturii pentru măsurarea tensiunii μV/div · 1;

— amplitudinea impulsurilor de curent în spiră (A) · · · · · 0,5—2;

— timpul de citire al tensiunii $E(t)$ măsurată de la frontul de descreștere al impulsurilor de curent (ms) · · · · · 1,0; 1,5; 2,0; 3,0; 4,0; 5,0; 6,0; 8,0; 10,0; 15,0;

— intervalul temperaturilor de lucru (°C) · · · · · —10 la +50;

— greutatea blocului generator măsură cu sursele de alimentare (kg) · 6;

— greutatea blocului de alimentare (kg) · · · · · · · · · · · 2,2;

— greutatea aparaturii (kg) · · · 29 (cu cablurile pentru spira 200 × 200 m pe doi tamburi);

— greutatea aparaturii (kg) · · · 14 (cu cablurile pentru spira 50 × 50 m pe un tambur).

Dimensiunile spirei pot fi: 5 × 5 m; 10 × 10 m; 20 × 20 m; 100 × 100 m; şi 200 × 200 m, de dimensiuni de cîţiva mm la cîţiva metri pentru modelări şi la cercetarea unor obiecte metalice.

Sursele de alimentare din blocurile BGM şi BA asigură funcţionarea neîntreruptă a aparaturii timp de 25 de ore, şi aceasta permite efectuarea de măsurători pe o perioadă de două săptămîni fără ale schimba.

Descrierea aparaturii MPPO—1. Subansamblele care generează impulsuri de cîmp magnetic şi efectuează măsurarea valorilor instantanee a f.e.m. care apare în spiră la un anumit moment de timp, considerat de la întreruperea cîmpului primar, constituie blocul generator-măsură.

Alimentarea cu energie electrică este asigurată de acumulatori de gabarit mic, amplasaţi în BGM, şi de acumulatori externi, situaţi în BA. În blocul BA mai sînt situate: spira echivalentă, circuitul RC şi dispozitive de comutare.

Panoul BA conţine:

a) bornele de ieşire pentru conectarea conturului spirei (*3* în figura 33);

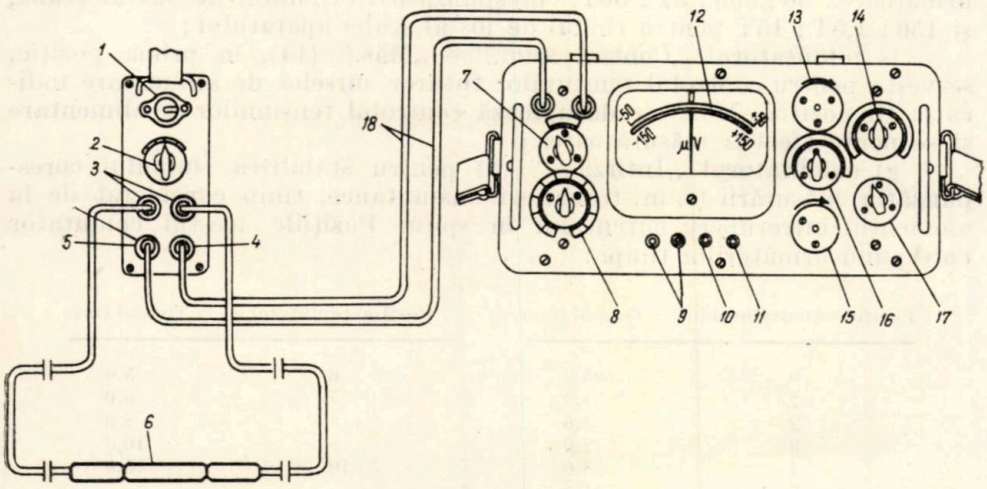


Fig. 33. — Vedere generală a aparaturii MPPO—1.
A = bloc alimentare; B = bloc generator măsură; C = aspiră; D = cabluri de legătură între BGM şi BA.

b) mufa coaxială cu cabluri de legătură de la ieşire BA la intrarea BGM (5);

c) comutatorul „Echiv." — „Spiră" (*1*) pentru conectarea la intrarea a BGM-ului, a spirei sau a unei rezistenţe echivalente (aceeaşi rezistenţă activă cu a spirei). Măsurătoarea pe spira echivalentă permite determinarea zgomotului intern al aparaturii;

d) comutatorul cu poziţiile 2 — RC — 5 —RC — 10 (*2*) pentru valorile spirei echivalente 2,5 sau 10Ω, corespunzător rezistenţei spirei folosite şi poziţiile circuitului RC. Semnalele furnizate pe poziţia RC au o formă exponenţială în raport cu timpul, şi la 5 ms acest semnal se utilizează pentru controlul şi etalonarea aparaturii;

e) mufa coaxială „Alim." (*4*) pentru conectarea sursei de alimentare, cu tensiunea de 5V la circuitele BGM.

Pe panoul BGM sînt dispuse :

a) comutatorul „Închis" — „Deschis" (*17*) pentru conectarea surselor interioare de alimentare ;

b) mufa coaxială „Alim." pentru conectarea cablurilor de alimentare de la BA ;

c) mufa coaxială „Intrare", care conectează la intrarea BGM cablurile de ieşire de la BA ;

d) aparatul indicator (*12*) pentru citirea valorilor măsurate şi pentru controlul tensiunii de alimentare. Scala aparatului are dublu sens, cu limitele :

$$-50 \ldots 0 \ldots +50$$
$$-150 \ldots 0 \ldots +150$$

Pe scala aparatului sînt notate puncte care corespund valorilor normale ale tensiunilor de alimentare ;

e) comutatorul „scală" (*16*) pentru schimbarea limitelor măsurătorii, corespunzător cu mărimea măsurată. Comutatorul are poziţiile următoare : 50 ; 500 ; 5T ; 50T, corespunzătoare rîndului de sus al scalei, şi 150 ; 1,5T ; 15T pentru rîndul de jos al scalei aparatului ;

f) comutatorul „Control alim." — „Măs." (14), în prima poziţie, serveşte pentru controlul tensiunilor tuturor surselor de alimentare indicate. În poziţia „Măs." se decuplează controlul tensiunilor de alimentare şi se poate efectua măsurătoarea ;

g) comutatorul „Întîrziere" (8) pentru stabilirea timpului corespunzător măsurării f.e.m. tranzitorii instantanee, timp considerat de la momentul întreruperii curentului în spiră. Poziţiile acestui comutator corespund următorilor timpi :

Poziţia comutatorului	Timpul (ms)	Poziţia comutator	Timpul (ms)
0	28,0	6	5,0
1	1,0	7	6,0
2	1,5	8	8,0
3	2,0	9	10,0
4	3,0	10	15,0
5	4,0		

Pentru poziţia comutatorului la 0, se măsoară valorile instantanee ale semnalului după 28 ms de la dispariţia cîmpului primar. În această poziţie a comutatorului, acul aparatului se aduce la zero cu ajutorul potenţiometrului „Compens". În acelaşi mod, pentru o poziţie oarecare a comutatorului „Întîrziere" se măsoară diferenţa între valoarea semnalului la momentul t, stabilit cu ajutorul acestui comutator şi semnalul la momentul $t_1 = 28$ ms ;

h) potenţiometrul „Compens." (*15*) pentru reglarea „nulului" aparatului la poziţia comutatorului „Întîrziere" — „0" ;

i) potenţiometrul „Amplific." (*13*) pentru reglarea cîştigului amplificatorului la efectuarea calibrării aparatului ;

j) comutatorul „Măs." — „K" (*7*) ; pe poziţia „Măs.", la intrarea blocului de măsură, în pauza dintre impulsurile de curent se primesc

semnale de la ieşirea blocului de alimentare. În funcţie de poziţia comutatorului „Echiv." — „Spiră" şi comutatorului 2Ω — RC — 5Ω — RC — 10Ω se poate măsura f.e.m., se poate decupla spira, măsura tensiunea pe spira echivalentă sau controla semnalul exponenţial. Pentru poziţia comutatorului pe K, la intrarea blocului de măsură se aplică o tensiune proporţională cu intensitatea curentului a impulsurilor de excitaţie. Valoarea acestei tensiuni de calibrare U_k pentru intensitatea impulsului de curent, egală cu un amper, este indicată în prospectul aparaturii. Potenţiometrul „Amplif." poate modifica coeficientul de amplificare al canalului, care stabileşte valoarea măsurată egală cu cea din prospect. În acest caz. semnalul aplicat la intrarea blocului de măsură se măsoară în μV/A la lucrul cu spira 100 × 100 m, în μV/0,5A la lucrul cu spira 200 × 200 m şi în μV/2A cu spira 50 × 50 m.

Descrierea de mai sus a calibrării asigură măsurători precise ale amplitudinii semnalului indiferent de variaţia tensiunilor surselor de alimentare şi coeficientului de amplificare al semnalului.

Bornele „Sincron" — „Pămînt" — „Ieşire" (9; 10; 11) servesc pentru controlul modului cum lucrează aparatura cu ajutorul unui osciloscop şi pentru reglarea aparaturii.

III.2.2. *Modul de lucru cu aparatura MPPO—1.* La începutul măsurătorilor, aparatura se pregăteşte pentru lucru şi pentru aceasta este necesar să se încarce în prealabil conform instrucţiunilor acumulatorii care alimentează subansamblele aparaturii.

Controalele aparaturii de măsură sînt următoarele:

a) calibrarea aparaturii cu spira echivalentă;

b) măsurarea tensiunii pe spiră echivalentă;

c) măsurarea semnalelor exponenţiale.

Pentru calibrarea aparaturii este necesar:

a) comutatorul „Măs." — „K" se pune în poziţia „K";

b) comutatorul „Echiv." — „Spiră" se pune în poziţia „Echiv.";

c) comutatorul „Închis" — „Deschis" se pune în poziţia „Deschis";

d) comutatorul 2Ω — RC — 5Ω — RC — 10Ω din panoul BA se pune în poziţia corespunzătoare valorii spirei echivalente;

e) comutatorul „Întîrziere" se pune în poziţia 0;

f) potenţiometrul „Compens" se stabileşte în poziţia pentru care acul indicator să fie la zero;

g) comutatorul „Întîrziere" se trece în poziţiile 1 — 10.

După realizarea operaţiilor arătate, acul indicator al aparatului pe poziţiile 1—10 trebuie să arate aproximativ valorile corespunzătoare prospectului aparatului. Cu potenţiometrul „Amplif." este necesar să se stabilească acul aparatului la diviziunea, egală cu valoarea tensiunii de calibrare U_k din prospect. Valorile indicate de aparat la diferite poziţii ale comutatorului „Întîrziere" nu trebuie să difere mai mult de 3—5%

Pentru măsurarea valori instantanee a tensiunii pe rezistenţa spirei echivalente, este necesar:

a) realizarea calibrării, cum a fost arătat mai sus;

b) comutatorul „Măs." — „K" se pune pe poziţia „Măs.";

c) comutatorul „Întîrziere" se pune în poziţia 0;

d) cu potenţiometrul „Compens." se stabileşte ca acul indicator să fie la zero;

e) comutatorul „Întîrziere" se trece în poziţiile 1—10; pentru aceste poziţii acul indicator nu trebuie să arate valori ce depăşesc 10—15μV.

La măsurarea semnalului exponenţial este necesar:

a) realizarea calibrării aparatului în modul indicat mai sus după ce în prealabil comutatorul *2* (fig. 33) este pus pe poziţia „RC";

b) comutatorul „Măs." — „K" se pune pe poziţia „Măs." şi se execută măsurătoarea de etalonare cu semnalul exponenţial. Valorile măsurate trebuie să aibă o precizie de 1—2%, corespunzător tabelelor şi graficelor de etalonare pentru poziţiile 1—10. Diferenţele dintre valorile măsurate şi cele din tabele caracterizează eroarea pentru timpul de măsură al f.e.m. tranzitorii. Pentru fiecare poziţie a comutatorului „Întîrziere" această eroare nu trebuie să depăşească 10—15%. Mai mult, momentul de măsură poate fi determinat exact după graficul de etalonare.

Măsurătorile în teren se execută în următoarea ordine: muncitorii aşază la suprafaţa pămîntului spira, după ce în prealabil capetele ei au fost conectate la bornele blocului de alimentare. În acelaşi timp, blocul de alimentare se conectează la blocul generator-măsură prin cablurile de legătură. Comutatorul „Echiv." — „Spiră" se pune în poziţia „Spiră", iar comutatorul „Măs." — „K" în poziţia „K", apoi se cuplează sursele de alimentare interioare şi comutatorul „Întîrziere" se pune pe poziţia „1". Pînă ce muncitorii nu vor lega cele două jumătăţi de spiră cu ajutorul bucşelor de legătură într-un singur contur, în spiră nu va circula nici un curent şi acul aparatului nu se va abate de la poziţia de nul. Deviaţia acului se va produce numai după legarea celor două jumătăţi, şi în acest caz el serveşte operatorului ca să ştie momentul cînd poate începe măsurătoarea.

Cu ajutorul potenţiometrului „Amplif." se caută să avem la aparat o indicaţie egală cu valoarea specificată în prospect pentru tensiunea de calibrare, după ce în prealabil, cu ajutorul potenţiometrului „Compens.", acul indicator al aparatului a fost adus la zero pentru poziţia „Zero" a comutatorului „Întîrziere". Stabilirea acului la zero şi citirile tensiunii de calibrare se efectuează la una şi aceeaşi poziţie a comutatorului „Scala". În acest mod se stabileşte şi se controlează sensibilitatea aparaturii, ca semnalul util să se măsoare în μV/A.

După calibrarea aparaturii în raport cu amplitudinea, se trece la efectuarea măsurătorii. Pentru aceasta comutatorul „Măs." — „K" se trece la poziţia „Măs.", iar comutatorul „Întîrziere" se pune pe poziţia „0" şi cu potenţiometrul „Compens." se aduce acul aparatului la poziţia zero pe scală.

După ce se stabileşte timpul de citire necesar se trece la citirea pe scala aparatului a mărimii măsurate care se trece în carnetul de teren. În continuare, comutatorul „Echiv." „Spiră" se trece în poziţia „Echiv." şi se efectuează o a doua măsurătoare pe aceeaşi scală ca şi în cazul precedent, care se notează de asemenea în carnetul de teren. În carnetul de teren se mai trece punctul la care a fost realizată măsurătoarea şi dimensiunile spirei. Corespunzător dimensiunilor spirei, comutatorul

$2\Omega - RC - 5\Omega + RC - 10\Omega$, se stabileşte după cum urmează:
2 pentru spira 50×50 m;
5 pentru spira 100×100 m;
10 pentru spira 200×200 m.
Modul de notare în carnetul de teren este arătat în figura 34.

Sectorul. . . . Nou
Spira . . . . 200×200 m
Curentul I . . 0,5 A

Data 25.06.68
Începutul măsurării . . . 9.30
Sfîrşitul măsuratorii. . . 17-30

Amplarea centrului spirei pr./pichet	Felul măsurătorii şi rezultatele calculelor	E(tx), μV la diferiţi timpi, socotiţi de la momentul întreruperii curentului										Observaţii
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
II/2	Spira	0	3	2	1	1	0	—	—	—	—	—
	Spira echiv.	0	3	2	1	1	0	—	—	—	—	—
	Calculul diferenţei	0	0	0	0	0	0	0	—	—	—	—
	$\frac{E(t_x)}{I}$	0	0	0	0	0	0	—	—	—	—	—
II/3	Spira	0	20	15	12	7	5	3	2	1	—	—
	Spira echiv.	0	3	2	1	1	0	0	0	0	—	—
	Calculul diferenţei	0	17	13	11	6	5	3	2	1	—	—
	$\frac{E(t_x)}{I}$	0	34	26	22	12	10	6	4	1	—	—
II/4	Spira	0	18	12	10	7	4	2	—	—	—	—
	Spira echiv.	0	3	2	1	1	0	—	—	—	—	—
	Calculul diferenţei	0	15	10	9	6	4	2	—	—	—	—
	$\frac{E(t_x)}{I}$	0	30	20	18	12	8	4	—	—	—	—

Observat . . . . . .
Calculat . . . . . .
Controlat . . . . . .

Fig. 34. — Forma de înscriere a datelor de observaţie în carnetul de teren.

Valorile măsurate se referă la centrul spirei. În afara datelor menţionate mai sus, în carnetul de teren se mai notează seria aparatului şi timpul în ms, corespunzătoare fiecărei poziţii a comutatorului „Întîrziere". Din diferenţa dintre prima şi a doua măsurătoare rezultă valoarea FEM tranzitorii din spiră, normată la valoarea intensităţii curentului de alimentare a spirei la fiecare timp de citire.

După ce s-au efectuat măsurătorile pentru toţi timpii de citire, spira se mută în punctul următor de observaţie.

Dacă în timpul măsurătorii acul aparatului oscilează puternic, înseamnă că în suprafaţa cercetată sînt surse perturbatoare puternice şi în acest caz se micşorează sensibilitatea pînă cînd aparatul indică valori stabile.

III.2.3. *Metodele de lucru în teren.* Cu ajutorul aparaturii examinate se pot rezolva următoarele probleme geologice:

a) punerea în evidenţă de zăcăminte şi corpuri de minereuri metalice cu conductivitate metalică ridicată; minereurile masive de sulfuri şi magnetită, uneori minereurile diseminate şi şisturile grafitoase constituie obiecte de cercetare;

b) delimitarea de zone anomale, determinarea unor elemente de zăcămînt (direcţie, înclinare) a corpurilor izolate şi a unor parametrii care caracterizează calitatea acestora dacă sînt legaţi de conductivitatea electrică;

c) conturarea depozitelor superficiale cu conductivitate electrică bună.

În conformitate cu problemele geologice de prospecţiune de mai sus este recomandabil realizarea lucrărilor de teren în două etape.

Lucrări de recunoaştere. În acest stadiu este necesar să facem recunoaşterea rapidă a suprafeţei de prospectat. Dimensiunile spirei, reţeaua de observaţie şi intervalul de timp în care se studiază fenomenele tranzitorii se determină funcţie de dimensiunile corpurilor de minereu şi conductivitatea longitudinală a depozitelor superficiale.

Dacă corpurile de minereu sînt suficient de mari şi masive (mai mari sau egale cu o sferă de rază 50 m), este convenabil de a utiliza o spiră de 200 × 200 m.

În regiunile unde rezistivitatea depozitelor superficiale este suficient de mare ($\rho \geqslant 60\Omega$m), reţeaua de observaţie se poate lua 300 × 300 m la cercetarea corpurilor izometrice şi 400 × 400 m la cercetarea corpurilor alungite. În regiunile unde depozitele mobile sînt caracterizate printr-o rezistivitate mai mică ($\rho \leqslant 5-10\Omega$m), reţeaua de observaţie se ia mai densă: 200 × 200 m.

În consecinţă, se recomandă următoarea ordine de lucru: ridicarea generală se realizează după o reţea 300 × 300 m sau 400 × 400 m. Se măsoară semnalele la momentele de timp $t = 1$ ms şi în punctele de control la $t = 2$ ms. Dacă mărimea f.e.m. la momentele indicate nu depăşeşte sensibilitatea-limită a aparaturii pentru spira aleasă, nu mai este necesar de a lucra într-o reţea mai densă. În cazul cînd mărimea $E(t)$ este de 2—3 ori mai mare decît sensibilitatea-limită, pasul ridicării se poate reduce la 200 m. Astfel operatorul, după datele observate, determină locul de ampla-

sare al spirei următoare. Dacă $E(t)$ la $t = 1$ ms este mai mare decît sensibilitatea-limită, măsurătorile se continuă pentru timpii următori.

La aplicarea unui astfel de mod de ridicare a suprafeței, pierderea corpurilor de minereu (la dimensiunile indicate mai sus) pînă la adîncimea de 100 m este practic exclusă. În circumstanțe favorabile, corpurile de minereu mari pot fi descoperite pînă la o adîncime de 150—200 m.

Lucrările de teren încep prin trasarea rețelei. Profilele sînt trasate astfel încît două laturi opuse ale spirei, la ridicarea cu ajutorul spirelor de dimensiuni mari (200 × 200 m), să se deplaseze după profile paralele. La ridicarea cu spire de dimensiuni mai mici, numai una dintre laturile ei este deplasată de-a lungul profilului.

Rezultatele ridicării suprafeței sînt reprezentate grafic de izolinii ale mărimii $E(t_X)/I$, în μV/A, la momente caracteristice.

În regiunile cu terenuri conductoare, izoliniile pentru $t_X = 1 - 2$ ms caracterizează distribuția spațială a depozitelor superficiale sau a rocilor înconjurătoare corpurilor de minereu. Izoliniile pentru $t_X = 3 - 15$ ms delimitează într-o oarecare măsură conturul corpurilor de minereu sau de șisturi grafitoase.

Pe de altă parte, în punctele anomale se construiește caracteristica de timp a mărimii $E(t)/I$. Porțiunile acestor curbe corespunzătoare primilor timpi, $t_X = 1 - 2$ ms, pot fi utilizate pentru determinarea conductivității longitudinale a depozitelor superficiale, iar la timpi mai tîrzii se estimează aproximativ proprietățile electrice ale corpurilor de minereu.

Lucrările de detaliu. Lucrările de detaliu au scopul de a obține informații mai exacte despre părțile corpului de minereu situate în apropiere de suprafața solului. Dacă este necesar să obținem contururile mai precise ale anomaliilor descoperite în cursul ridicării de recunoaștere, pe ariile anomale se efectuează măsurători cu ajutorul unei spire cu dimensiuni mai mici. Dimensiunea optimă necesară a spirei pentru precizarea unei anomalii se găsește în modul următor : în lungul profilului de recunoaștere care traversează anomalia în partea ei centrală se fac măsurători cu spira 50 × 50 m la pasul de 50 m. Dacă valorile măsurate nu depășesc sensibilitatea—limită, se efectuează măsurători cu spira de 100 × 100 m. În cazul cînd valorile $E(t_X)/I$ în spira de 50 × 50 m sînt suficient de mari, se execută încă un profil cu spira 10 × 10 m la pasul 20 m, cu micșorarea lui pînă la 5 m în regiunile cu gradienți puternici.

Lucrările de bază se execută cu spira de dimensiuni mai mici, care permite realizarea unor măsurători suficient de exacte. În cazul unei anomalii cu o configurație complexă sau neregulată se ridică toată aria anomală.

Distanța dintre profile se ia egală cu 1—2 laturi ale spirei. Distanța dintre două centre de spiră adiacente pot varia de la o valoare egală cu lungimea a două laturi ale spirei în regiunile cu gradienți mici de cîmp și pînă la 1/4 din latura spirei în cazul unor variații mari a cîmpului. Se fac observații pentru toate momentele de timp t_X. Dacă anomalia are un caracter unidimensional, ridicarea detaliată a suprafeței este înlocuită prin ridicarea unui profil. În acest caz, distanța dintre profile se ia mult mai mare.

Tehnica de observaţie este la fel cu aceea în cursul ridicărilor de recunoaştere. Rezultatele măsurătorilor sînt prezentate sub formă de grafice ale izoliniilor $E(t_X)/I$ pentru anumite momente caracteristice t_X.

În figura 35 se arată un profil realizat cu aparatura MPPO—1 în peninsula Kola, deasupra unui corp de minereu masiv de sulfuri metalice situat la c.c.a. 120 m adîncime şi acelaşi profil măsurat cu aparatura AFI—4. Se observă că măsurătorile în curent alternativ nu reflectă prezenţa corpului conductor.

III. 3. Varianta MFEMT aeropurtată (Barringer INPUT System)

Această variantă a fost elaborată în Canada de către firma „Barringer Research Limited" din Toronto, care a construit mai multe tipuri de aparatură, ultimul tip fabricat fiind echipamentul „Mark V System" [3].

Primele aplicaţii practice au fost începute în 1961, iar în ultimii ani s-au efectuat cu această aparatură prospecţiuni pentru minereuri cu rezultate foarte bune în Canada, Australia, S.U.A. şi Suedia. Trebuie menţionat, de asemenea că în U.R.S.S., S.U.A. şi Suedia se elaborează sau sînt în stadiu de experimentare aparaturi similare [17].

Metoda MFEMT a conferit prospecţiunii aeroelectrometrice o capacitate de rezolvare mult sporită faţă de metodele inductive cu cîmpuri alternative, deoarece aceasta permite măsurarea cîmpului secundar în absenţa cîmpului primar, eliminarea anomaliilor datorate depozitelor superficiale conductoare prin analiza cîmpului secundar tranzitoriu şi creşterea adîncimii de investigaţie. Pentru corpuri conductoare de dimensiuni mari, adîncimea de investigaţie poate să ajungă pînă la 200 m.

Varianta MFEMT aeropurtată, „Barringer INPUT System", utilizează pentru excitaţie impulsuri de tip semiundă, spre deosebire de aparaturile prezentate mai înainte, care utilizau impulsuri dreptunghiulare.

III.3.1. *Descrierea aparaturii.* Modul de amplasare pe avion a cadrului de emisie şi a cadrului de recepţie, precum şi sensul liniilor de cîmp magnetic primar (linii pline) şi secundar (linii punctate) sînt schiţate în figura 36.

Cîmpul magnetic primar este generat de un cadru alimentat de un generator de impulsuri cu frecvenţa de 80Hz. Forma impulsurilor este de tip semiundă (fig. 37*a*). Componentele cîmpului secundar trei cadre de recepţie cu miez de ferită, notate cu *1*, *2* şi *6* (fig. 37*b*), instalate în gondola *7*, care este remorcată de avion cu ajutorul cablului *12*. Înfăşurările cadrelor de recepţie *1*, *2* şi *6* au frecvenţa de rezonanţă egală cu 12KHz. Cablul se leagă cu gondola cu ajutorul dispozitivului *13* şi al panglicei *14*, care are rolul de a atenua vibraţiile cablului. Suprafaţa interioară a gondolei este protejată de ecranul electrostatic *8*, pus la masă prin cablul *12*. Lungimea cablului de remorcare este 150 m.

Cu cadrul de recepţie 1, aşezat vertical şi longitudinal, se măsoară componenta orizontală a cîmpului în direcţia de zbor a avionului. Cadrul

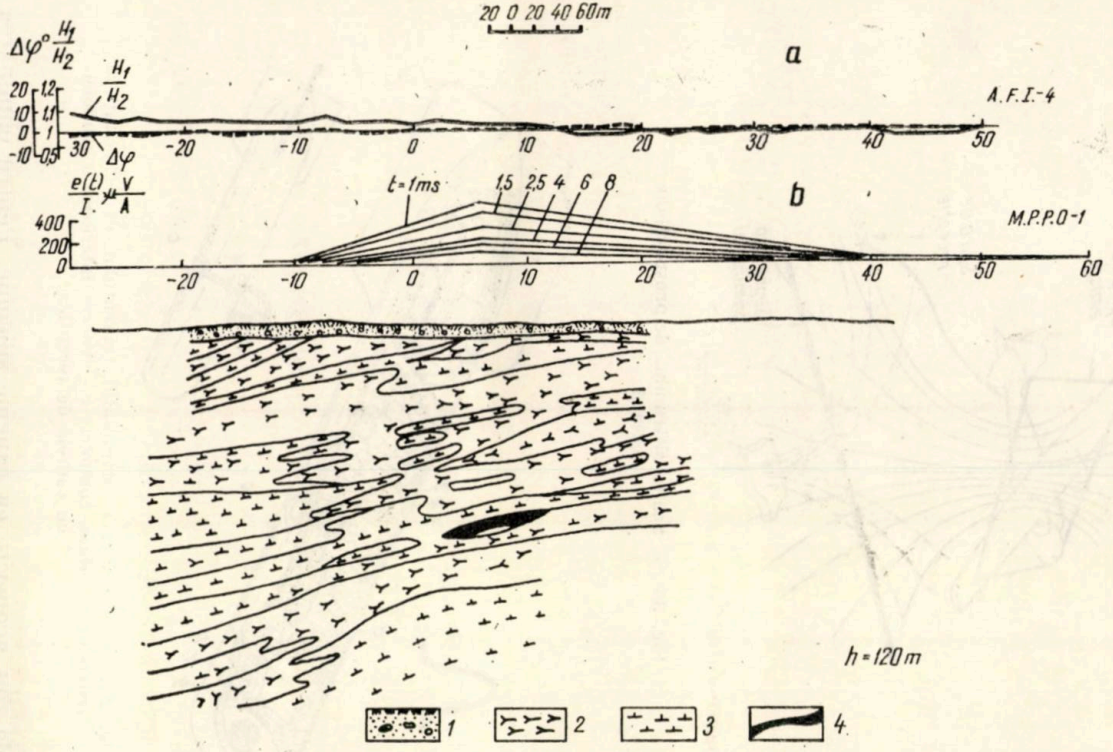


Fig. 35.— Rezultatele măsurătorilor cu aparatura MPPO—1 și AFI—4, de-a lungul unui profil, deasupra unui corp de minereu (Peninsula Kola):

1 — depozite argiloase-nisipoase de suprafață; *2* — granite și pegmatite; *3* — amfibolite; *4* — corp de minereu.

6, aşezat orizontal, măsoară componenta verticală a cîmpului, iar cadrul 2, aşezat vertical şi transversal, măsoară componenta orizontală a cîmpului cu direcţia perpendiculară pe linia de zbor.

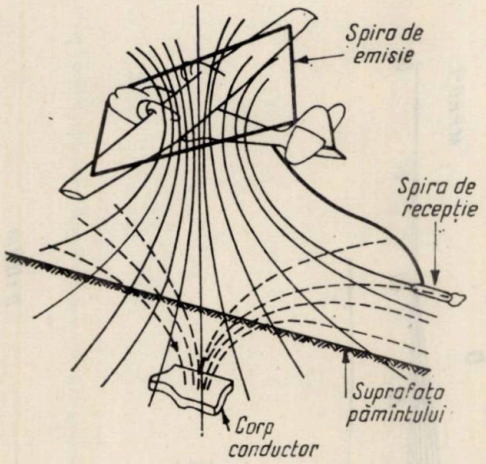


Fig. 36. — Schiţa sistemului de prospecţiune aeriană.

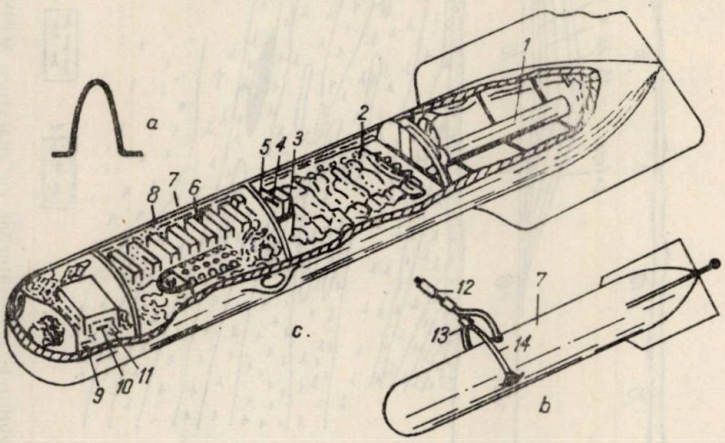


Fig. 37. — *a* — forma impulsului curentului de execitaţie; *b* — vedere exterioară a gondolei; *c* — vedere interioară a gondolei cu cadrele de recepţie.

Cadrele sînt acoperite cu cauciuc siliconic. Pentru eliminarea efectelor de microfonie se foloseşte acoperirea cu un material poros al cadrelor. Ieşirile cadrelor de recepţie sînt şuntate cu potenţiometrele *3*, *4*, *5* şi cuplate cu preamplificatorii *9*, *10*, *11*. Preamplificatorii au caracteristici tranzitorii bune, nivelul de zgomot la ieşire mai mic de 10μV şi o bandă de trecere cuprinsă între 5Hz şi 20KHz.

În figura 38 este arătată schema-bloc a unui canal de recepție a aparaturii. Semnalul din cadrul de recepție trece prin preamplificatorul *2* și filtrul *3*, care taie frecvențele sub 10Hz și intră în blocul de eșantionare *4*.

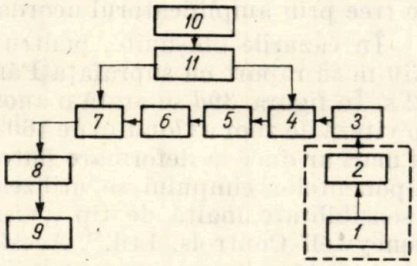


Fig. 38. — Schema bloc a unui canal de recepție: *9* — bloc de înregistrare; *10* — triger; *11* — generatorul impulsurilor de întîrziere.

Filtrul *3* lasă să treacă nedeformat semnalul primar și secundar al cîmpului, filtrînd numai semnalele de joasă frecvență generate de deplasarea gondolei cu cadrele de recepție în cîmpul geomagnetic.

Blocul *4* asigură comutări cu perioada de la 20μs la 1 ms; obișnuit comutarea se produce în intervale pînă la 100 μs, fapt ce permite înregistrarea semnalului util după emiterea impulsului cîmpului primar.

Amplificatoarele acordate *5*, *6* sînt legate în serie și acordate pe frecvența impulsurilor lungi. Din semnalul cîmpului fenomenelor tranzitorii, care au forma prezentată în figura 39 (*a* și *b*), blocul *4* decupează eșantioane

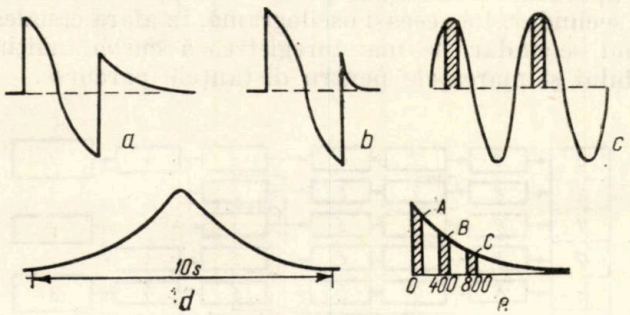


Fig. 39. — *a* — forma semnalelor recepționate, în cazul corpurilor cu conductivitate înaltă; *b* — forma semnalelor recepționate în cazul corpurilor cu conductivitate slabă; *c* — forma semnalului la ieșirea amplificatorului acordat și modul de eșantionare; *d* — anomalia cîmpului secundar, înscrisă pe unul din canale, pentru un traseu de zbor care trece pe deasupra unui corp conductor; *e* — curba cîmpului secundar pe un corp conductor și poziția eșantionării pentru canalele de măsură.

din semnalul cîmpului secundar, pe care le transmite amplificatoarelor *5* și *6*. La ieșirea acestor amplificatoare se obține un semnal sinusoidal cu frecvența de 80Hz.

Din semnalul sinusoidal transmis de amplificatorul acordat *6*, blocul de eșantionare *7* realizează o nouă eșantionare, decupînd din semnalul sinusoidal impulsuri situate cum este arătat în figura 39*c*.

Integratorul *8*, care este un filtru pasiv de joasă frecvență, servește pentru transformarea impulsurilor în semnale care se schimbă lent. Constanta de timp a filtrului se poate modifica de la 1 la 4 s. Filtrul de joasă frecvență integrează impulsurile eșantionate pe o perioadă egală cu constanta de timp și în acest mod netezește perturbațiile de diferite polarități care trec prin amplificatorul acordat.

În cazurile obișnuite, pentru măsurători efectuate de la înălțimea de 50 m în raport cu suprafața Pământului, constanta de timp se ia egală cu 2 s. În figura 39*d* se arată o anomalie înregistrată la înălțimea de 50 m cu o viteză de zbor avionului de 160 km/h. Utilizarea unor constante de timp mai mari ar duce la deformare puternică a anomaliei. Pentru înregistrarea componentelor cîmpului se utilizează un bloc cu galvanometri verticali de sensibilitate înaltă de tip „Visicorder model 1012", produs de firma „Honeywell Controls, Ltd.". Acest bloc permite eliminarea unui amplificator suplimentar și, evident, a inconvenientelor legate de deriva nulului a acestuia. În afară de aceasta, galvanometrii cu oglindă permit înregistrarea pe o hîrtie de tipul „ozalid" a graficelor distribuției valorilor cîmpului secundar pentru un anumit timp de măsură de-a lungul profilului de zbor.

Aparaturile construite pînă în prezent au între 3 și 6 canale, ca cel descris mai sus, pentru măsurarea timpului secundar tranzitoriu la un anumit timp după emiterea impulsului de cîmp primar.

Tot ce s-a scris mai sus se referă la cazul recepției cîmpului secundar numai cu unul dintre cadre. În anumite situații există necesitatea măsurării celor trei componente pentru evaluarea mai precisă a geometriei formelor de zăcămînt ale corpurilor de minereu. În figura 40 este prezentată schema-bloc a unei aparaturi multicanal pentru recepția celor trei componente ale cîmpului secundar. Pe aceeași oscilogramă, în afara canalelor de măsură pentru cîmpul secundar, se mai înregistrează curba înălțimii avionului deasupra solului și marcajele pentru distanțele parcurse.

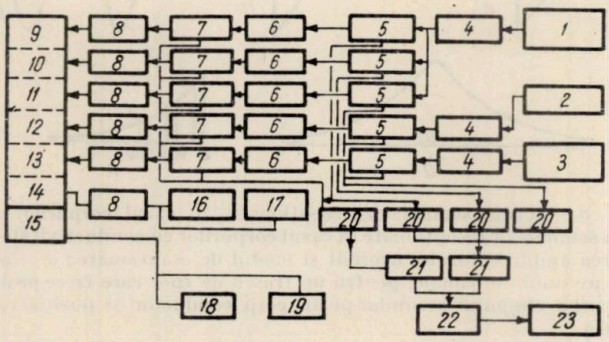


Fig. 40. — Schema bloc a unei aparaturi multicanal:

1 — cadrul vertical transversal; *2* — cadrul orizontal; *3* — cadrul vertical longitudinal; *4* — filtru de frecvență superioară; *5* — primul bloc de eșantionare; *6* — amplificatori acordați; *7* — al doilea bloc de eșantionare; *8* — integrator; *9* — înregistratorul primului canal; *10* — înregistratorul canalului doi; *11* — înregistratorul canalului trei; *12* — înregistratorul canalului patru; *13* — înregistratorul canalului cinci; *14* — înregistratorul canalului șase; *15* — înregistratorul scării profilului la 1/10 mile; *18* — instalația radar de tip Doppler; *19* — fotocameră; *20* — generatorul de impulsuri tip „dinți de fierăstrău"; *16* — bloc pentru determinarea înălțimii de zbor; *17* — bloc pentru calibrarea cu înălțimea; *20* — generator de impulsuri; *22* — triger; *23* — generatorul cîmpului primar.

Unul din ultimile tipuri de aparatură, „Mark V System" [3], foloseşte pentru excitaţie o succesiune periodică de impulsuri de tip semiundă cu durata de 1,5 ms şi pauze de 2,5 ms (fig. 41, 1) şi înregistrează cîmpul secundar pe 6 canale (1—6), corespunzătoare timpilor 300, 500, 700, 1100, 1500,

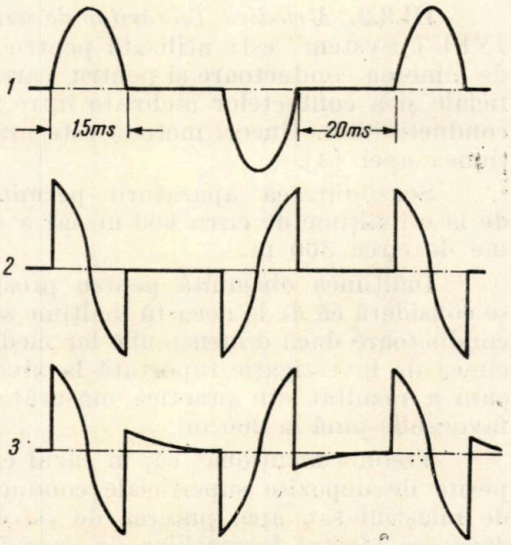


Fig. 41. — Impulsurile în cadrele de emisie şi recepţie a aparaturii „Mark V INPUT System":

1 — impulsurile cîmpului primar; *2* — impulsurile f.e.m. generate în cadru de recepţie în absenţa oricărui conductor; *3* — impulsurile f.e.m. generate în cadru de recepţie în prezenţa corpurilor conductoare.

1900 μs, consideraţi de la momentul întreruperii timpului primar (fig. 42) pentru un singur cadru de recepţie.

Pe avionul pe care este instalat echipamentul „Mark V" se mai găseşte un magnetometru cu precesie protonică care măsoară cîmpul

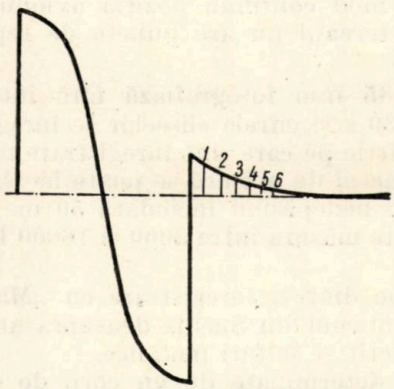


Fig. 42. — Modul de repartiţie al timpilor de citire a f.e.m. generată de cîmpul secundar la aparatura „Mark V INPUT System":

1 — 300μs; 2 — 500μs; *3* — 700 μs; *4* — 110 μs; *5* — 1500μs; *6* — 1900μs.

geomagnetic în pauza dintre impulsurile cîmpului primar, un spectrometru de raze gamma cu patru canale pentru numărarea impulsurilor pentru potasiu, uraniu, toriu şi pentru nivelul total al radiaţiilor şi o fotocameră pentru fotografierea terenului survolat. Magnetometrul,

realizat special pentru acest echipament, are o precizie de la 1γ și măsurătoarea se face în timp de 200 μs.

O aparatură similară s-a realizat și pentru măsurători în regim în continuă mișcare din automobil [17].

III.3.2. *Metodica lucrărilor de teren.* Aparatura de tipul „Barringer INPUT System" este utilizată pentru prospecțiunea din aer a corpurilor de minereu conductoare și pentru cartarea geologică a depozitelor superficiale și a contactelor înclinate între formații geologice cu contraste de conductivitate. Uneori metoda este utilizată cu succes și pentru prospecțiunea apei [3].

Sensibilitatea aparaturii permite conturarea conductorilor plați de la o înălțime de circa 600 m, iar a corpurilor de minereu de la o înălțime de circa 300 m.

Înălțimea obișnuită pentru prospecțiune este în jur de 120 m și se consideră că de la această înălțime se poate detecta prezența corpurilor conductoare dacă dimensiunile lor medii nu sînt mai mici de 30 m. Adîncimea de investigație raportată la nivelul suprafeței de observație, după cum a rezultat din practica măsurătorilor, poate să ajungă în condiții favorabile pînă la 200 m.

Trebuie menționat că, în cazul cînd corpurile de minereu sînt acoperite de depozite superficiale conductoare sau regiunea este acoperită de mlaștini sau ape, puterea de rezolvare a metodei este remarcabilă, deoarece efectul formațiilor de suprafață conductoare se atenuează, în general, complet într-un interval de 700 μs, în timp ce efectul corpurilor de minereu care se atenuează mai lent se înregistrează și pe celelalte trei canale rămase libere.

Înainte de a prospecta o regiune se ridică aerofotografic terenul de studiu și se trasează profilele de zbor, a căror echidistanță se ia de 300 și 200 m în zonele de perspectivă. Zborul de-a lungul profilului este dirijat de un navigator care determină în mod continuu poziția avionului pe mozaicul aerofotogramelor, iar cînd terenul nu are puncte de reper se utilizează un radar de tip Doppler.

Camera automată fotografică de 35 mm fotografiază fără întrerupere în tot timpul zborului la fiecare 30 s și cifrele clișeelor se înregistrează simultan pe film și pe banda de hîrtie pe care sînt înregistrate măsurătorile. Pe baza acestor fotografii, punctul de măsură se poate localiza în teren cu o precizie suficientă, eroarea nedepășind niciodată 50 m. În funcție de condițiile meteorologice se poate măsura între 3000 și 16000 km de profil pe lună.

În figura 43 se prezintă o porțiune dintr-o înregistrare cu „Mark V" pe un profil măsurat în regiunea Levaniemi din Suedia deasupra unor corpuri de minereu constituite din magnetit și sulfuri metalice.

Se observă anomaliile importante determinate de un corp de dimensiuni mari de magnetit și unul de un corp de sulfuri metalice în care predomină pirotina, prezente pe toate cele șase canale de măsură. De asemenea trebuie remarcat că măsurătorile cîmpului geomagnetic permite selectarea anomaliilor electrice a corpurilor de minereu de fier de cele datorate sulfurilor sau șisturilor grafitoase și în același timp măsurătorile

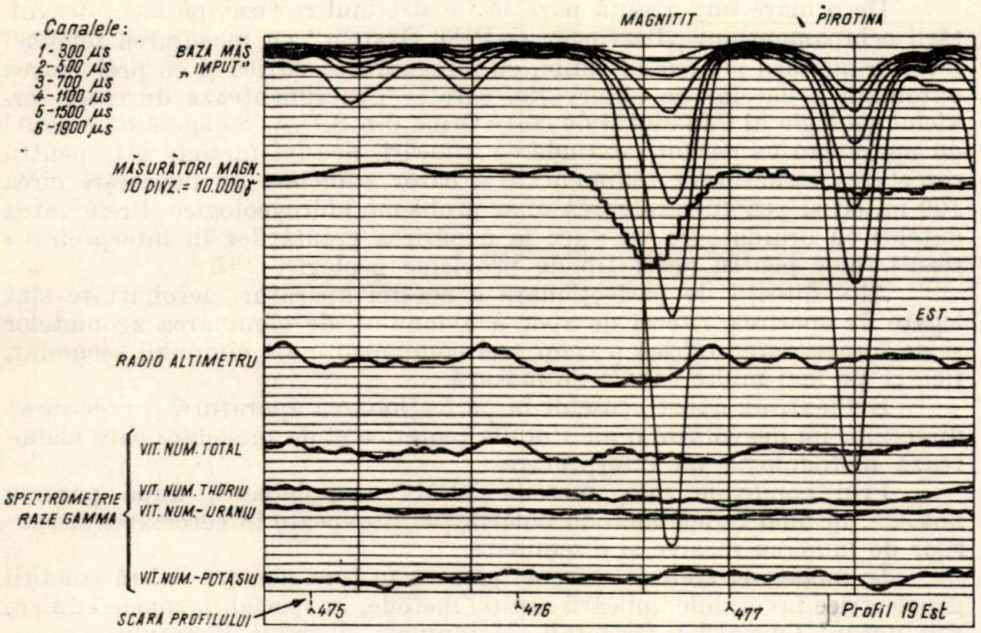


Fig. 43. — Înregistrarea cu aparatura „Mark V System" a unei porţiuni de profil în regiunea Levaniemi (Suedia).

electrice permit evaluarea calităţii minereului de fier prin determinarea aproximativă a conductivităţii. Conductivitatea se determină din analiza curbelor de atenuare ale cîmpului secundar tranzitoriu.

CONCLUZII

Metoda fenomenelor electromagnetice tranzitorii, cu toate că are o existenţă în jur de un deceniu, s-a impus ca un mijloc de investigaţie eficient în prospectarea minereurilor conductoare. Această metodă prezintă o capacitate de rezolvare mai mare decît a metodelor inductive cu cîmpuri armonice, deoarece analiza fenomenelor tranzitorii asigură obţinerea unui volum de informaţii egal cu cel furnizat prin utilizarea unui mare număr de frecvenţe.

Datorită avantajelor pe care le oferă această metodă, în principalele ţări producătoare de echipament pentru prospecţiuni geofizice pentru minereuri se elaborează şi se experimentează noi tipuri de aparatură destinate pentru măsurători din aer, la sol şi în găuri de sondă. Progresele cele mai importante au fost obţinute în U.R.S.S., Canada, S.U.A. şi Suedia [3], [17].

Trebuie menţionat că în momentul de faţă singurele aparaturi omologate de practica prospecţiunilor sînt: echipamentul MPPO—1 în U.R.S.S. pentru măsurători la sol şi echipamentul autopurtat „Barringer INPUT System", realizat în Canada.

1883

De o mare importanță pare să fie sistemul realizat pe baza dezvoltării echipamentului „Barringer INPUT System" cu măsurarea fenomenelor tranzitorii pentru 12 timpi, cu înregistrarea cifrică și cu prelucrarea automată a datelor de observație, care se experimentează de către serviciul geologic al Canadei și de către firme din S.U.A. Se speră că o astfel de aparatură va permite extinderea aplicării acestei metode atît pentru cercetarea structurilor sedimentare a căror adîncime nu depășește circa 100 m, cît și pentru rezolvarea unor probleme hidrogeologice. Prelucrarea datelor cu ordinatoare va duce la depășirea greutăților în interpretarea rezultatelor pentru acest tip de probleme geologice [3].

Alte direcții de perfecționare a acestei aparaturi aeropurtate sînt legate de sporirea vitezei de zbor a avionului, de eliminarea zgomotelor și de înregistrarea cifrică a celor trei componente ale cîmpului secundar, fiecare pe mai multe canale de măsură.

Evident, un aport deosebit în perfecționarea aparaturii și precizarea direcțiilor de dezvoltare o au studiile teoretice și de modelare care elaborează metodologia de interpretare.

Prin condițiile sale, metoda FEMT completează, după părerea noastră, în mod fericit metoda polarizației provocate în cercetarea corpurilor de minereu masive și diseminate.

În încheiere, trebuie să remarcăm că în țara noastră există condiții geoelectrice favorabile aplicării acestei metode, în special în zonele miniere din nordul Carpaților Orientali, Maramureș și sudul Banatului.

BIBLIOGRAFIE

1. Barringer, A. R. (1962), *New Approach to Exploration — the INPUT Airborne Electrical Pulse Prospecting System*, Mining Congres Journal. October 1962.
2. Barringer, A. R. (1963), *Method and apparatus for the remote detection of ore bodies utilizing pulses of short duration to induce transient polarization in the ore*, bodies. S.U.A. Patent 3105934, cl. 324—4, 1963.
3. Barringer, A. R. (1967), *La prospection electromagneti aeroportée par la methode de transitoires Moscou* 1967. (Comunicare ținută la Seminarul Interregional patronat de O.N.U. pentru metode noi de prospecțiune minieră, în special metode geofizice, care a avut loc în iulie 1967 la Moscova).
4. Bulgakov, Iu, I., Velikin, A. B. (1966), *Metod pereodnih proțessov v induktivnoi elektrorazvedke s sovmeșcennimi istocinikom i priemnikom polia Gheofiziceskaia* apparatura vîp. 27. 1966.
5. Iakubovski, Iu. V. (1963), *Induktivnii metod elektrorazvedki*, Gosgeoltehizdat. Moskva, 1963.
6. Kaufman, A. A., Kovalenko, V. F., Iakubovski, Iu. V. (1960), *O vozmojnostiah metoda stanovlenia pripoiskah horoso provodiașcih rudnih tel*, Izv. V.U.Z. Gheologhia i Razvedka, Nr. 3, 1960.
7. Kameneţki, F. M., Kovalenko, V. F. (1960), *Oțenka dlitelnosti impulsa pervicinogo polia pri vozbujdenii nestaționornih vihverih tokov s țeliu poiskov horoșo provodiașcih rud*, Izv. V.U.Z. Gheologhia i Razvedka Nr. 6, 1960.
8. Kameneţki F. M., Kovalenko, V. F. (1961), *Bistro deistvuscii kontaktor elektrorazvedocinoi stanții dlia raboti po metodu pereodnih proțessov*, Razvedocinnaia i promîslovaia gheofizkia, Nr. 42. Gostoptehizdat 1961.
9. Kameneţki F. M., Kovalenko, V. F. (1962), *Neustanovivșeesia polia nezazemlenoi petli v prisustvii provodiascego tela, perekritogo sloem nanosov*, Prikladnaia Gheofizica. Vîpusk 35 Moskva 1962.
10. Kameneţki, F. M., Makaganov, P. P. (1962), *O vliianii na proțess stanovlenia elektromagnitnogo polia vtoroi proizvodnoi po vremeni v volnovom uravnenii*, Rezvedocinaia Geofizika, Nr. 20, Nedra 1962.

11. Kamenețki, F. M., Kovalenko V. F. (1962), *Neustanovivsiesia vihrevoi toki v provodiașcih pokrovnih otlojeniiah.* Izv. V.U.Z. Gheologhia i Razvedka, Nr. 4, 1962.
12. Kamenețki, F. M. (1963), *O vozmojnosti izmerenii pri pomoșcii sovmeșcennih konturov v electrorazvedke metodom stanovlenia polia,* Gheofiziceskaia Razvedka, Nr. 12, Gostoptehizdat 1963.
13. Kamenețki F. M., Timoveev, V. M. (1965), *Vibor polosi prupuskania usilitelia pri postroenii apparaturi dlia registrații neustanovivșihsia polei,* Prikladnaia Gheofizika. Nedra. 1965.
14. Kamenețki, F. M., Maiorov L. V., Makaganov, P. P. (1966), *Neustanovivșeesia pole magnitnogo dipolia dlia treh prostih tipov gheolektriceskogo razreza,* Izv. V.U.Z. Gheologhia i Razvedka, Nr. 6, 1966.
15. Sidorov, V. A., Skrihin, A. D. (1967), *O vozmojnostiah odnopellevogo metoda pereodnih proțessov s bolșimi petliami pri poiskah kolcedannih mestorojdenii,* Razvedka i oxrana nedr, Nr. 4, 1967.
16. Socelnikov, V. V. (1966), *Vlianie po pokrovnih otlojenii metode pereodnih proțessov,* Izv. V.U.Z. Gheologhia i Razvedka, Nr. 9, 1966.
17. Svetov B. S., Petrovski A. D., Kamenețki F. M., Kovalenko, V. F., Frontov G. S., Frolov A. D., Saub Iu. B. (1966), *Elektromagnitnie metodi razvedki v rudnoi gheofizike,* Izd. Nedra, Moskva, 1966.
18. Șaidurov M. Ia. (1966), *Vlianie formi impulsa vozbujdaiușcego toka v metode pereodnih proțessov,* Gheofiziceskaia Apparatura, Nr. 28, Nedra, 1966.
19. Velikin A. B., Bulgakov Iu. F. (1967), *Induktivnaia elektrorazvedka. Metodom pereodnih proțessov s sovmeșcennimi istocinikom i priemnikom polia,* Izd. Nedra. Leningrad 1967.
20. Velikin A. B., Lebedkin L. V., Seinmann S. M. (1960), *Izmeritelnoe ustoistvo dlia induktivnoi elektrorazvedkii metodom stanovlenia polia,* Opisanie izobr. k avt. svid. Nr. 140128, kl. 21 g, 30_{02} s prior. ot 14.1.1960.
21. Wait J. R. (1951), *A conducting sphere in a time varying magnetic field,* Geophysics, vol. XIII, october 1951, Nr. 4.
22. Ward S. H. (1967), *The electromagnetic Method. Mining Geophysic, vol. II, Theory,* The Society of Exploration Geophyscists. Tulsa, 1967, p. 291—296.

MŰSZAKI EGYETEM 1983

REVISTE PUBLICATE ÎN EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

STUDII ŞI CERCETĂRI DE GEOLOGIE, GEOFIZICĂ ŞI GEOGRAFIE

- SERIA GEOLOGIE
- SERIA GEOFIZICĂ
- SERIA GEOGRAFIE

REVUE ROUMAINE DE GÉOLOGIE, GÉOPHYSIQUE ET GÉOGRAPHIE

- SÉRIE DE GÉOLOGIE
- SÉRIE DE GÉOPHYSIQUE
- SÉRIE DE GÉOGRAPHIE

REVISTA STUDII ŞI CERCETĂRI DE GEOLOGIE, GEOFIZICĂ ŞI GEOGRAFIE, SERIA GEOFIZICĂ

publică studii şi cercetări originale, lucrări de disertaţie şi de ansamblu, comunicări şi note din domeniile :

- geomagnetism şi prospecţiuni magnetice,
- gravimetrie,
- seismologie şi prospecţiuni seismice,
- fizica atmosferei şi ionosferei,
- electrometrie.

Manuscrisele se vor preda în două exemplare dactilografiate la două rînduri, iar formulele vor fi scrise clar şi citeţ cu cerneală, specificîndu-se pe margine sau prin sublinieri de diferite culori caracterele de literă sau semnele speciale. Fiecare exemplar va fi însoţit de figurile şi de graficele care se vor desena în tuş pe hîrtie de calc, de exemplificaţia figurilor, de tabele şi bibliografie. Indicaţiile bibliografice se vor da în următoarea ordine : numele complet al autorului, titlul revistei, volumul, pagina, anul (între paranteze). Pentru cărţi se vor da titlul integral, editura, locul, şi anual de apariţii.

1968 JUL 22

LUCRĂRI APĂRUTE ÎN EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

IULIU POP, **Magnetismul pămînturilor rare**, 1968, 416 p., 28 lei.

A. CISMAN, B. F. ROTHENSTEIN, A. POLICEC, **Fenomene fizice în metale feromagnetice solicitate**, 1968, 150 p., 8 lei.

P. ŞANDRU şi A. ŢOPA, **Radionuclizi**, 1968.

C. CONSTANTINESCU şi A. GLODEANU, **Stări locale în semiconductori**, 1967, 436 p., 24 lei.

E. GASPAR şi M. ONCESCU, **Introducere în radiohidrologie**, 1967, 344 p., 20,50 lei.

CARMEN SABĂU, **Schimbul ionic. Teoria şi aplicaţiile sale în chimia analitică**, 1967, 307 p., 12 lei.

D. N. POENARU şi N. VÎLCOV, **Măsurarea radiaţiilor nucleare cu dispozitive semiconductoare**, 1967, 374 p., 17 lei.

BICA IONESI, **Stratigrafia depozitelor miocene de platformă dintre valea Siretului şi valea Moldovei**, 1968, 396 p. +41 pl., 21,50 lei.

D. RĂDULESCU, R. DIMITRESCU, **Mineralogia topografică a României**, 1967, 377 p. + 1 pl., 21 lei.

V. MUTIHAC, **Structura geologică a compartimentului nordic din sinclinalul marginal extern (Carpaţii Orientali)**, 127 p., 1 pl., 7,75 lei.

D. PATRULIUS, **Geologia Masivului Bucegi şi a culoarului Dîmboviţioara.**

ION MÎRZA, **Evoluţia unităţilor cristaline din sud-estul Munţilor Mare.**

V. IANOVICI şi colab., **Evoluţia geologică a Munţilor Metaliferi.**

AL. KISSLING, **Studii mineralogice şi petrografice în zona de exoskarn de la Ocna de Fier (Banat)**, 1967, 172 p., 2 pl., 9 lei.

ST. CERC. GEOL., GEOGR., GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 1,
P. 1—180, BUCUREŞTI, 1972

I.P.I. — c. 1127

43 867

Lei 40. —

F 1578

RETRALVA

STUDII ȘI CERCETĂRI DE GEOLOGIE GEOFIZICĂ GEOGRAFIE

SERIA

GEOFIZICĂ

2

TOMUL 10
1972

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

COMITETUL DE REDACȚIE

Redactor responsabil :
Academician SABBA ȘTEFĂNESCU

Redactor responsabil adjunct :
LIVIU CONSTANTINESCU, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România

Membri :
Academician TH. V. IONESCU ;
I. GAVĂT, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România

Secretar științific de redacție :
DOREL ZUGRĂVESCU

La revue „Studii și cercetări de geologie-geofizică-geografie", Seria geofizică, paraît 2 fois par an. Toute commande de l'étranger sera adressée à Întreprinderea Rompresfilatelia, Boîte postale 2001 — telex 011631, Bucarest, Roumanie, ou à ses représentants à l'étranger. En Roumanie, vous pourrez vous abonner par les bureaux de poste, ou chez votre facteur.

Revista apare de două ori pe an.
În țară abonamentele se primesc la oficiile poștale, agențiile poștale, factorii poștali și difuzorii de presă din întreprinderi și instituții. Revistele se pot procura (direct sau prin poștă) și prin PUNCTUL DE DESFACERE din cadrul Editurii Academiei. Manuscrisele, cărțile și revistele pentru schimb, precum și orice altă corespondență, se trimit la Comitetul de redacție al revistei pe adresa : București, B-dul Ana Ipătescu, nr. 21.

STUDII ŞI CERCETĂRI
DE
GEOLOGIE
GEOFIZICĂ
GEOGRAFIE
SERIA
GEOFIZICĂ

TOMUL 10, NR. 2 1972

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

SUMAR

Pag.

Comitetul de redacţie, Acad. George Atanasiu 183

D. MILCOVEANU, Analiza spectrală a modelului strat înclinat bidimensional semiinfinit 185

D. ZORILESCU, O aplicaţie a teoriei corelaţiei şi regresiei pentru interpretarea datelor unei prospecţiuni magnetice (Prognoza rezervelor de minereu şi metal) 207

G. PURCARU, Entropia şi energia informaţională a cutremurelor şi unele probleme ale predicţiei lor. 217

C. RADU, Asupra magnitudinii cutremurelor carpatice intermediare produse în perioada 1901—1960 237

C. RADU, Mecanismul în focar pentru cinci cutremure vrîncene produse în anul 1966 249

V. WINTER, AL. GRIGORIU, N. FLOREA, E. DECU, M. PETRESCU, A. BROTE, M. CAZAN-CORBASCA şi M. MIHĂILĂ, Asupra poluării urbane 259

REFERATE ŞI STUDII MONOGRAFICE DE ANSAMBLU

A. BRANA-ZUGRĂVESCU, Despre utilizarea californiului—252 în radiometrie . 275

AL. BABSKOW, Aplicaţiile teoriei informaţiei la prelucrarea preliminară a diagrafiei de sondă 281

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 181—434, BUCUREŞTI, 1972

ACAD. GEORGE ATANASIU

În ziua de 4 aprilie 1972 a încetat din viață acad. George Atanasiu, personalitate de seamă a vieții științifice, unul dintre cei mai vechi și mai activi membri ai Comitetului nostru de redacție.

Născut la 13 decembrie 1893 la Iași, a absolvit în 1919 Facultatea de științe din București, fiind numit asistent la Institutul electrotehnic al Universității din București.

Obține prin concurs o bursă de studii în Franța, unde, în perioada 1921—1925, lucrează sub conducerea eminentului om de știință Aimé Cotton în Laboratorul de cercetări fizice de la Sorbona, acordîndu-i-se titlul de doctor în științe fizice.

Reîntors în țară, ocupă postul de șef de lucrări la Institutul electrotehnic, după care, la scurt timp, este conferențiar și apoi profesor la universitățile din Cluj și București.

Pedagog pasionat, profesorul George Atanasiu s-a dăruit cu generozitate timp de aproape cinci decenii activității didactice, formării tinerelor generații.

Experimentator cu un deosebit talent, manifestat încă din perioada formării sale ca om de știință, profesorul George Atanasiu a abordat variate domenii de cercetare. Lucrările sale științifice conțin studii asupra pilelor fotovoltaice, cristalelor semiconductoare, monocromatoarelor, magnetismului terestru, susceptibilității magnetice a rocilor și minereurilor din R.S. România, cum și asupra radioactivității apelor și rocilor din țară. În ultima perioadă și-a folosit vasta experiență pentru elucidarea unor probleme științifice privind geomagnetismul și georadio-

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 183—184 BUCUREȘTI, 1972

activitatea, asigurînd prin discipolii săi formați în aceste domenii continuitatea cercetărilor pe care le-a inițiat.

În cadrul redacției noastre a lucrat cu perseverență pînă în ultima clipă. Nelipsit la ședințele comitetului, participarea sa se distingea prin meticulozitatea cu care analiza fiecare dintre materialele propuse pentru publicare.

Pentru merite deosebite pe tărîm științific și didactic, academicianul George Atanasiu a fost decorat cu ordine și medalii ale R.S.România și a fost distins cu titlul de profesor emerit.

Prin încetarea sa din viață, învățămîntul și cercetarea științifică din țara noastră înregistrează o grea pierdere.

Colegii și discipolii săi din cadrul redacției revistelor de geofizică publicate de Academia R.S. România îi vor păstra imaginea adînc săpată în inimi.

COMITETUL DE REDACȚIE

ANALIZA SPECTRALĂ A MODELULUI STRAT ÎNCLINAT BIDIMENSIONAL SEMIINFINIT

DE

D. MILCOVEANU

Institutul de subingineri, Hunedoara, str. Karl Marx nr. 5

Procedeele de interpretare a explorărilor gravimetrice, magnetometrice și aeromagnetice sînt folosite pentru a sprijini studii și analize cu scopul descoperirii sau extinderii de structuri geologice, interesante economic, în regiuni în care straturile acoperitoare reduc eficacitatea observațiilor geologice.

1. GENERALITĂȚI

Metoda indicată pentru analizarea și interpretarea unei anomalii observate pe un profil sau hartă gravimetrică, magnetometrică sau aeromagnetică este aceea de a compara anomalia în ansamblul ei cu anomalii teoretice generate de modele echivalente alese corespunzător. Sînt cunoscute numeroase astfel de modele echivalente și utilizarea lor în lucrările de interpretare este curentă.

Atunci cînd se analizează măsurători de înaltă sensibilitate, este normal să se consume un volum mai mare de timp pentru interpretarea profilelor și a hărților. Modelele statistice-matematice ale analizei spectrale (Fourier) introduse în tehnica interpretărilor geofizice în 1954 de Swartz [1] s-au arătat a fi foarte utile.

Ca exemplu de astfel de analize spectrale menționăm explorările aeromagnetice realizate de Horton ș.a. [2] și studiile geofizice marine efectuate de Neidell [3]. Pentru interpretarea unor astfel de lucrări s-au construit și studiat numeroase modele echivalente și s-au elaborat tehnici de interpretare corespunzătoare [4]—[18].

Deși cunoscut în tehnica clasică de interpretare, modelul echivalent strat înclinat bidimensional semiinfinit nu a fost studiat din punctul de vedere al analizei spectrale (Fourier).

Pentru acest model și pentru mărimile geofizice:

a) gravimetrice: gravitatea g; gradientul orizontal al gravității g_x; gradientul vertical de ordinul I al gravității g_z; gradientul vertical

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 185–205, BUCUREȘTI, 1972

de ordinul II al gravității g_{zz} și variația orizontală a gradientului vertical de ordinul I al gravității g_{zx};

b) magnetometrice: intensitatea totală a cîmpului magnetic T; componenta orizontală a cîmpului magnetic H; componenta verticală a cîmpului magnetic Z și gradientul vertical al componentei verticale a cîmpului magnetic Z_z, au fost calculate, pe baza transformatei directe a lui Fourier, expresiile următoarelor mărimi spectrale:

— spectrul frecvenței,

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x) \cdot e^{-j\omega x} \cdot dx = R(\omega) + jI(\omega); \tag{1}$$

— spectrul amplitudinii,

$$A(\omega) = [R^2(\omega) + I^2(\omega)]^{1/2}; \tag{2}$$

— spectrul fazei,

$$\varphi(\omega) = \text{arc tg} \frac{I(\omega)}{R(\omega)}; \tag{3}$$

— spectrul puterii,

$$P(\omega) = R^2(\omega) + I^2(\omega); \tag{4}$$

— funcția de autocorelație,

$$C(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} P(\omega) \cdot \cos(x\,\omega) \cdot d\omega; \tag{5}$$

— energia,

$$E(\omega_0, \omega_n) = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_n} P(\omega) \cdot d\omega; \tag{6}$$

— energia totală,

$$E = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} P(\omega) \cdot d\omega. \tag{7}$$

Pentru calcularea transformatelor au fost utilizate tabelele [19]—[21], precum și tabelele pentru integrale [22].

Expresiile funcțiilor spectrale calculate sînt prezentate în tabela 1.

Pe baza acestor formule au fost construite diagramele I—VI, care se referă la modelul strat înclinat bidimensional semiinfinit și la diferiți parametri care îl caracterizează, precum și la mărimile spectrul de putere și funcția de autocorelație.

În ultima parte a studiului sînt prezentate tehnicile de calcul care conduc la valorile parametrilor ce caracterizează modelul (fig. 1 şi 2) şi la stabilirea dimensiunilor şi poziţiei în subsol a structurii geologice studiate.

2. MĂRIMI SPECTRALE GRAVIMETRICE

În figura 1 este reprezentat modelul echivalent strat înclinat bidimensional semiinfinit. Anomalia gravimetrică teoretică generată de acesta se datorează contrastului de densitate $\Delta\sigma$.

În prima parte a tabelei 1 sînt prezentate formulele pentru calculul mărimilor spectrale menţionate şi relative la gravimetrie. Din studiul acestor formule se constată identitatea dintre următoarele mărimi :

$$P_{gz}(\omega) \equiv P_{gz}(\omega); \quad P_{gzx}(\omega) \equiv P_{gzz}(\omega);$$
$$C_{gzz}(x) \equiv C_{gzx}(x); \quad \varphi_{gx} \equiv \varphi_{gzx}; \quad \varphi_g \equiv$$
$$\equiv \varphi_{gz} \equiv \varphi_{gzz} \qquad (8)$$

şi de asemenea şirul de identităţi

$$\omega^4 P_g(\omega) = \omega^2 P_{gz}(\omega) = \omega^2 P_{gz}(\omega) =$$
$$P_{gzz}(\omega) = P_{gzx}(\omega). \qquad (9)$$

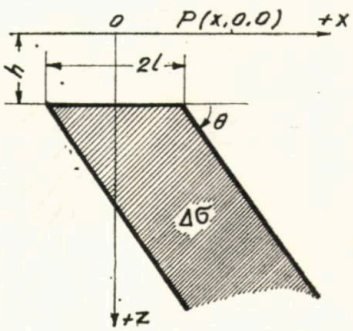


Fig. 1. — Modelul strat înclinat bidimensional semiinfinit (mărimi gravimetrice).

Din analiza formulelor conţinute în tabela 1 se mai poate constata că parametrul θ, care defineşte înclinarea stratului, spre deosebire de o exprimare clasică, în exprimările spectrale conţinute în tabela 1, se izolează în toate cazurile în termenul simplu $\sin^2\theta$, care apare ca factor multiplicator în formulele deduse. În acest caz, se poate întocmi, pentru diferite înclinări ale stratului, tabela 2, care conţine coeficienţi constanţi cu care trebuie să înmulţim ordonatele calculate cu $\theta = 90°$ pentru a obţine diagramele corespunzătoare altor înclinări ale stratului.

Tabela 2

Valorile factorului $\sin^2\theta$

θ	$\sin^2\theta$
0	0
22°30′	0,145
45°	0,5
67°30′	0,853
90°	1

În diagrama I sînt prezentate spectrele puterilor $P_g(\omega)$ relative la o familie de modele echivalente de tipul strat înclinat bidimensional semiinfinit. Identităţile (9) permit determinarea spectrelor puterilor relative la celelalte mărimi geofizice :

$$P_{gx}(\omega); \; P_{gz}(\omega); \; P_{gzz}(\omega) \text{ şi } P_{gzx}(\omega).$$

În diagrama II sînt prezentate funcţiile de autocorelaţie $C_{gzz}(x)$ relative la aceeaşi familie de modele.

Ambele diagrame au fost construite pentru un contrast de densitate $\Delta\sigma = 0{,}1$, ceea ce permite construirea diagramelor corespunzătoare unui alt contrast de densitate.

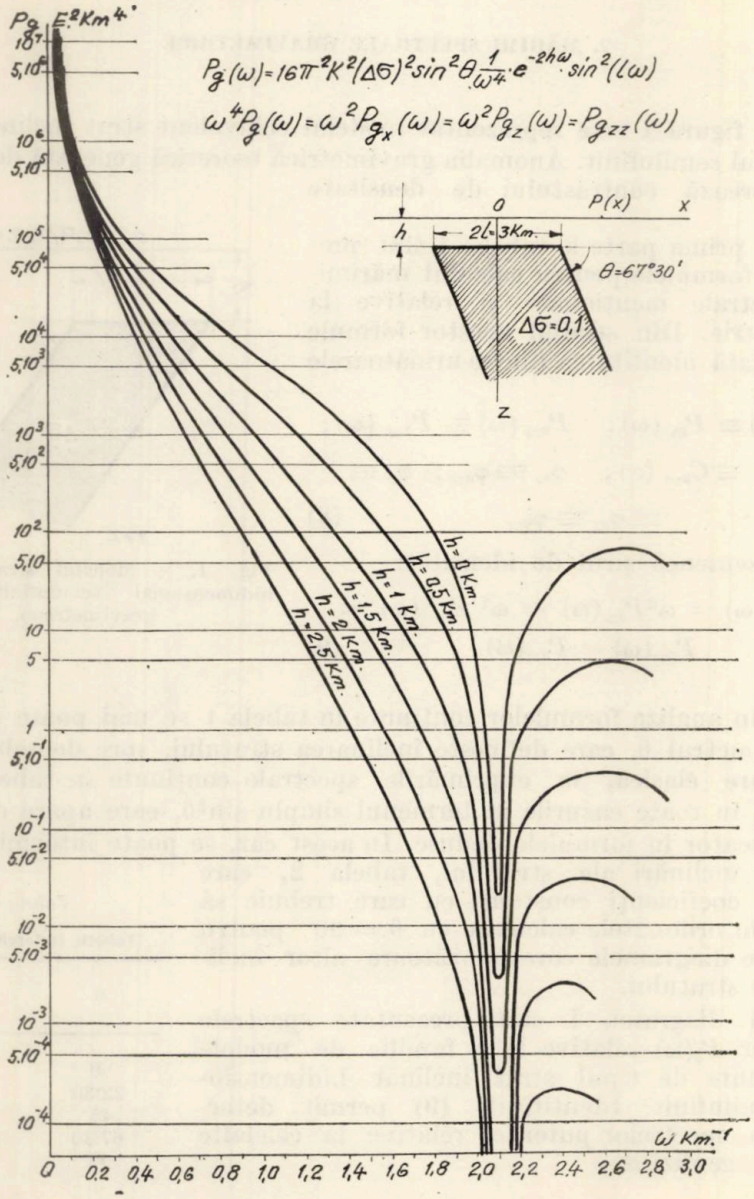


Diagrama I. — Reprezentarea spectrului puterii $P_0(\omega)$ a modelelor: $2l = 3$ km; $\theta = 67°30'$; $\Delta\sigma = 0{,}1$ şi h variabil.

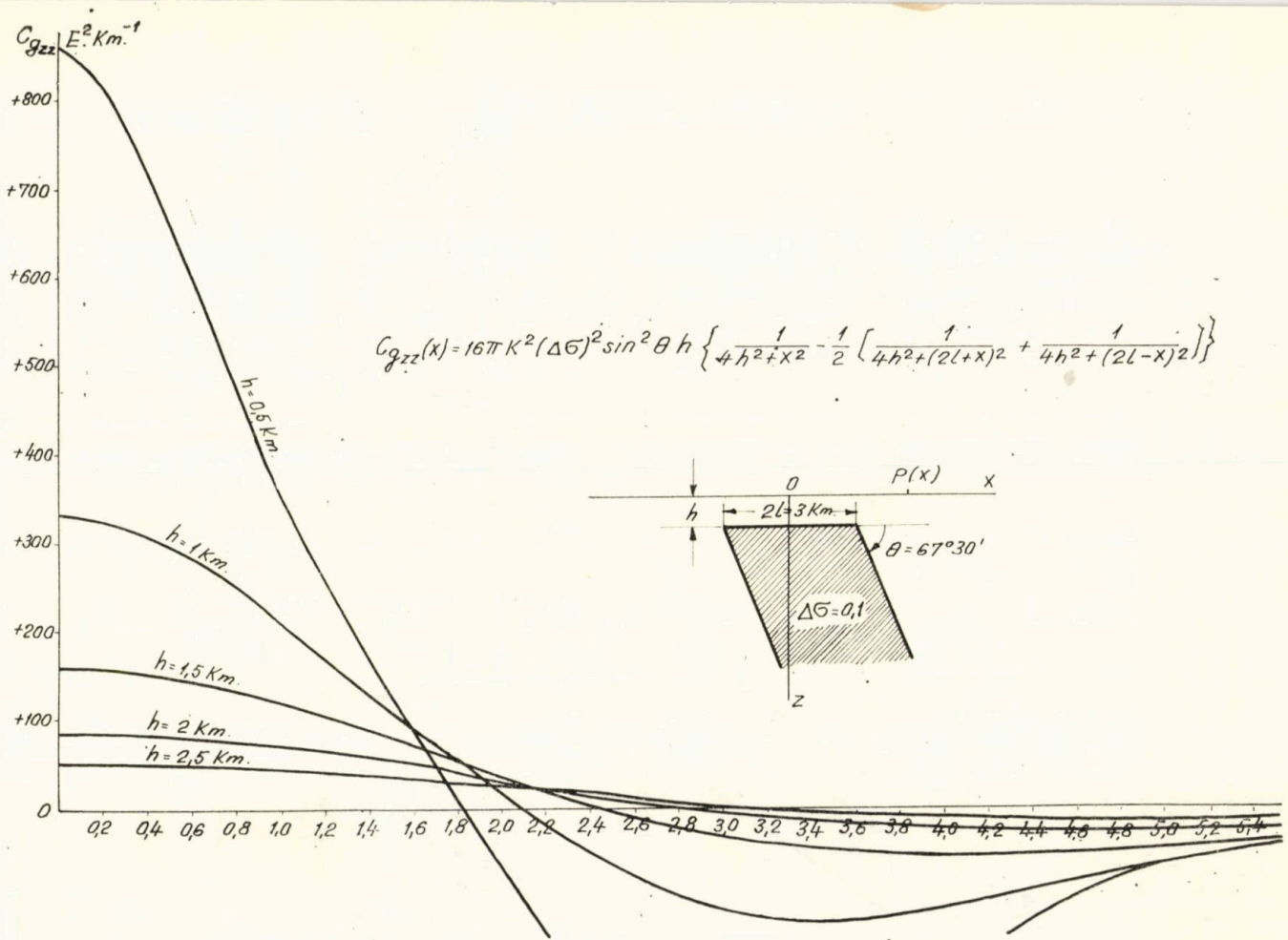


Diagrama II. — Reprezentarea funcţiei de autocorelaţie C_{gzz} (x) a modelelor : $2l = 3$ km ; $\theta = 67°30'$; $\Delta\sigma = 0{,}1$ şi h variabil.

(Observaţie: pentru $h=0$ se obţine C_{gzz} $(x)=0$, în afară de x= 2l=3km, unde C_{gzz} $(3)=-\infty$.)

3. MĂRIMI SPECTRALE MAGNETICE

În figura 2 este reprezentat același model. Anomalia magnetică teoretică generată de acesta se datorește contrastului de susceptibilitate magnetică ΔX și intensității cîmpului geomagnetic T_0, ceea ce conduce la intensitatea de magnetizare definită de relația $\Delta I = T_0 \Delta X$.

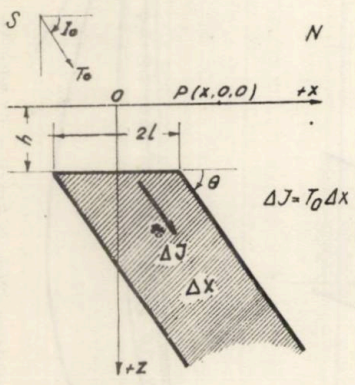


Fig. 2. — Modelul strat înclinat bidimensional semiinfinit (mărimi magnetice).

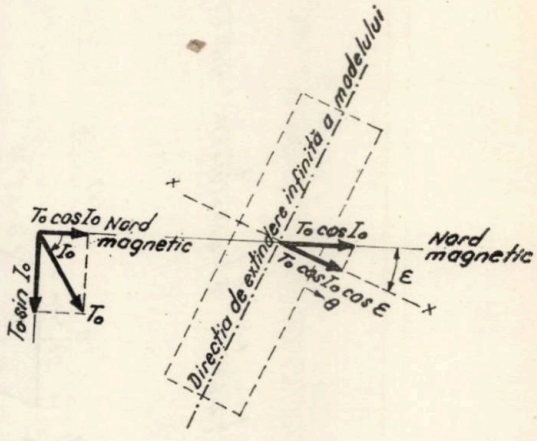


Fig. 3. — Orientarea profilului $x - x$ față de meridianul magnetic:
$A = (\cos^2 I_0 \cos^2 \varepsilon + \sin^2 I_0)^{1/2}$;
$B = \sin I_0 \sin\theta - \cos I_0 \cos \varepsilon \cos\theta$;
$C = \sin I_0 \cos\theta + \cos I_0 \cos \varepsilon \sin\theta$.

În a doua parte a tabelei 1 sînt prezentate formulele pentru calculul mărimilor spectrale menționate și relative la magnetometrie.

Pentru stabilirea acestor formule a fost utilizată teorema lui Poisson, care stabilește relația dintre potențialul magnetic și potențialul gravimetric pentru cazul cînd un corp se găsește atît în contrast de densitate, cît și în contrast de susceptibilitate magnetică față de mediul înconjurător. Pe baza acestei teoreme au fost stabilite următoarele relații între spectrele frecvențelor relative la cele două grupe de mărimi geofizice, gravimetrice și magnetometrice:

$$\left.\begin{aligned} S_H(\omega) &= \frac{\Delta I}{K\,\Delta\,\sigma}\ \sin I_0\, S_{gx}(\omega) - \frac{\Delta I}{k\,\Delta\,\sigma} \cos I_0 \cos \varepsilon \cdot S_{gz}(\omega), \\ S_Z(\omega) &= \frac{\Delta I}{K\Delta\sigma} \cos I_0 \cos \varepsilon\, S_{gx}(\omega) + \frac{\Delta I}{K\Delta\sigma} \sin I_0 \cdot S_{gz}(\omega), \\ S_{Z_z}(\omega) &= \frac{\Delta I}{K\Delta\,\sigma} \cos I_0 \cos\varepsilon \cdot S_{gzx}(\omega) + \frac{\Delta I}{K\Delta\sigma} \sin I_0\, S_{gzz}(\omega). \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

În aceste expresii, I_0 este înclinarea cîmpului geomagnetic, iar ε azimutul profilului analizat față de meridianul magnetic (fig. 3). Valoarea

diferită a unghiului ε influențează mărimile spectrale conținute în partea a doua a tabelei 1 prin intermediul factorului A, a cărui valoare este

$$A = (\cos^2 I_0 \cos^2 \varepsilon + \sin^2 I_0)^{1/2}. \tag{11}$$

Pentru diferite orientări ε ale profilului studiat față de meridianul magnetic și înclinări I_0 ale cîmpului geomagnetic, se poate întocmi tabela 3, care conține coeficienții constanți cu care trebuie să înmulțim ordonatele calculate pentru $\varepsilon = 0$ și $I_0 = 90°$ pentru a determina diagramele unor

Tabela 3

Valorile factorului A^2

ε	A^2			
	$I_0 \simeq 90°$	$I_0 \simeq 63°$	$I_0 \simeq 45°$	$I_0 = 0°$
0	1	1	1	1
22°30′	1	0,954	0,927	0,854
45°	1	0,888	0,750	0,5
67°30′	1	0,821	0,573	0,146
90°	1	0,794	0,5	0

orientări și înclinări diferite. Deoarece termenii care conțin pe I_0 sînt la pătrat, tabela 3 este valabilă atît pentru emisfera nordică (boreală), cît și pentru cea sudică (australă)

Din studiul formulelor conținute în tabela 1 se constată identitatea dintre următoarele mărimi:

$$P_H(\omega) \equiv P_Z(\omega); \qquad C_{g_{zz}}(x) = \frac{K^2}{A^2}\left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta I}\right)^2 C_{Z_z}(x) \tag{12}$$

și de asemenea șirul de identități

$$\omega^2 P_H(\omega) = \omega^2 P_Z(\omega) = P_{Z_z}(\omega). \tag{13}$$

Ca și în cazul mărimilor spectrale gravimetrice, parametrul θ se izolează tot în factorul $\sin^2 \theta$, care apare ca factor multiplicator în formulele spectrale deduse, astfel încît tabela 2 poate fi utilizată și în cazul mărimilor magnetice.

În diagrama III sînt prezentate spectrele puterii $P_T(\omega)$, iar în diagrama IV funcțiile de autocorelație $C_T(x)$, toate relative la o familie de modele echivalente de tipul strat înclinat bidimensional semiinfinit. În diagrama V sînt prezentate spectrele puterilor $P_Z(\omega)$ relative la aceeași familie de modele echivalente. Identitățile (13) permit determinarea spectrelor puterilor relative la celelalte mărimi geofizice: $P_H(\omega)$ și $P_{Z_z}(\omega)$. În diagrama VI este prezentată funcția de autocorelație $C_{Z_z}(x)$, tot pentru un model echivalent de tipul strat înclinat bidimensional semiinfinit.

Toate diagramele au fost construite pentru un contrast de susceptibilitate magnetică $\Delta X = 100 \cdot 10^{-6}$, ceea ce permite construirea diagramelor corespunzătoare unui alt contrast de susceptibilitate magnetică. Intensitatea totală a cîmpului geomagnetic adoptată pentru construirea diagramelor este $T_0 = 50\,000\ \gamma$, iar înclinarea $I_0 = 63°$.

9 PREZENTAREA TEHNICII DE INTERPRETARE ŞI A UNUI EXEMPLU TEORETIC

Studiul formulelor spectrale din tabela 1 şi al diagramelor I—IV scoate în evidenţă următoarele elemente utile pentru conducerea unei

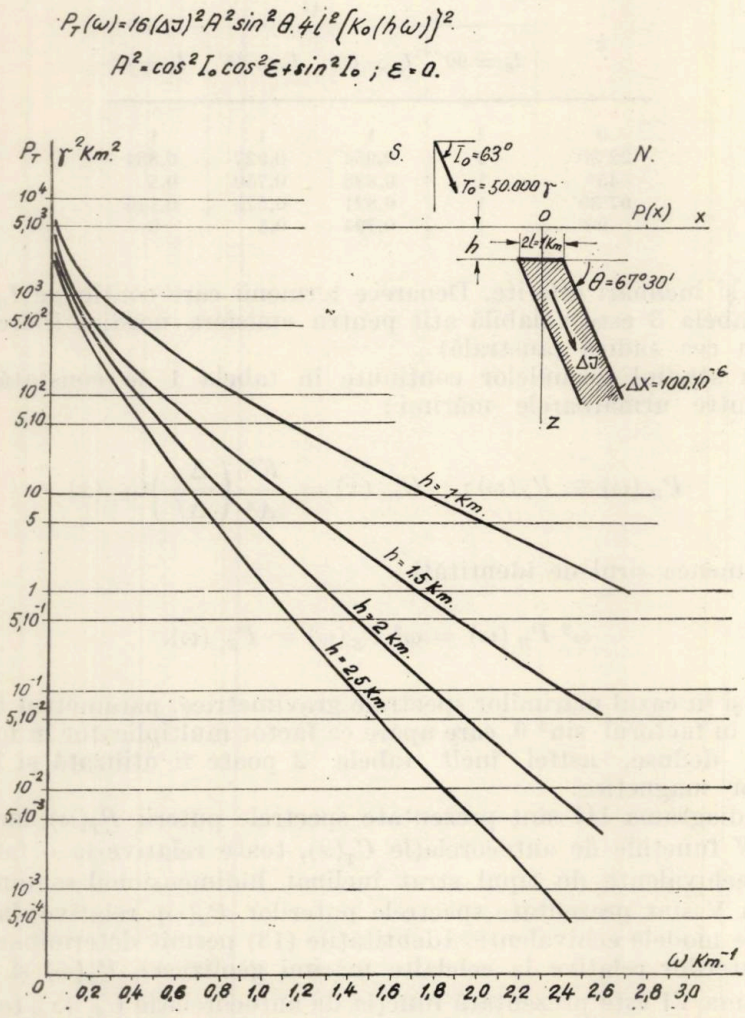


Diagrama III. — Reprezentarea spectrului puterii $P_T(\omega)$ a modelelor: $2l = 1$ km; $\theta = 67°30'$; $\Delta X = 100 \cdot 10^{-6}$ şi h variabil.

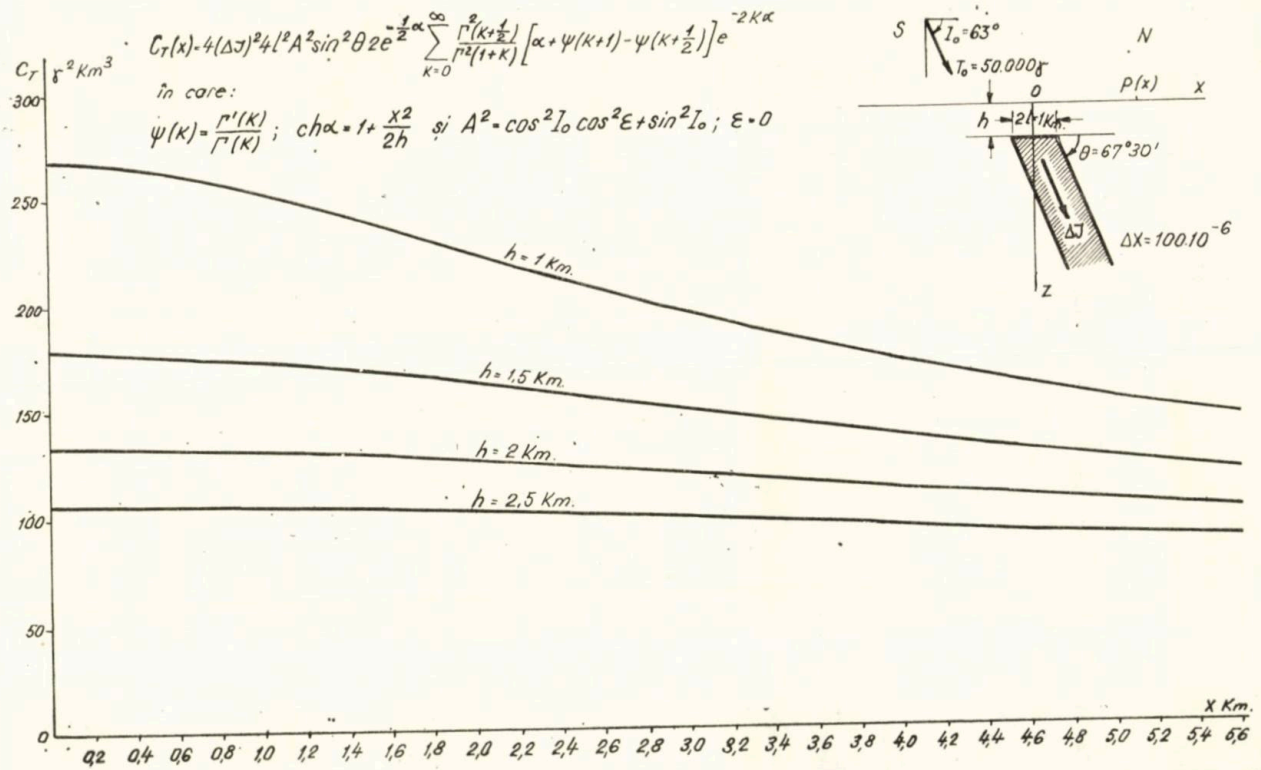


Diagrama IV. — Reprezentarea funcției de autocorelație $C_T(x)$ a modelelor: $2l = 1$ km; $\theta = 67°30'$; $\Delta X = 100 \cdot 10^{-3}$ și h variabil.

interpretări bazate pe analiza spectrală (Fourier) și modelul echivalent strat înclinat bidimensional semiinfinit :

a) avînd în vedere caracterul bidimensional al structurii explorate, în cazul magnetometriei, diagramele spectrale obținute pe baza măsurătorilor și a calculelor pot fi convertite la valorile corespunzătoare unei orientări a profilului analizat care să se confunde cu meridianul magnetic

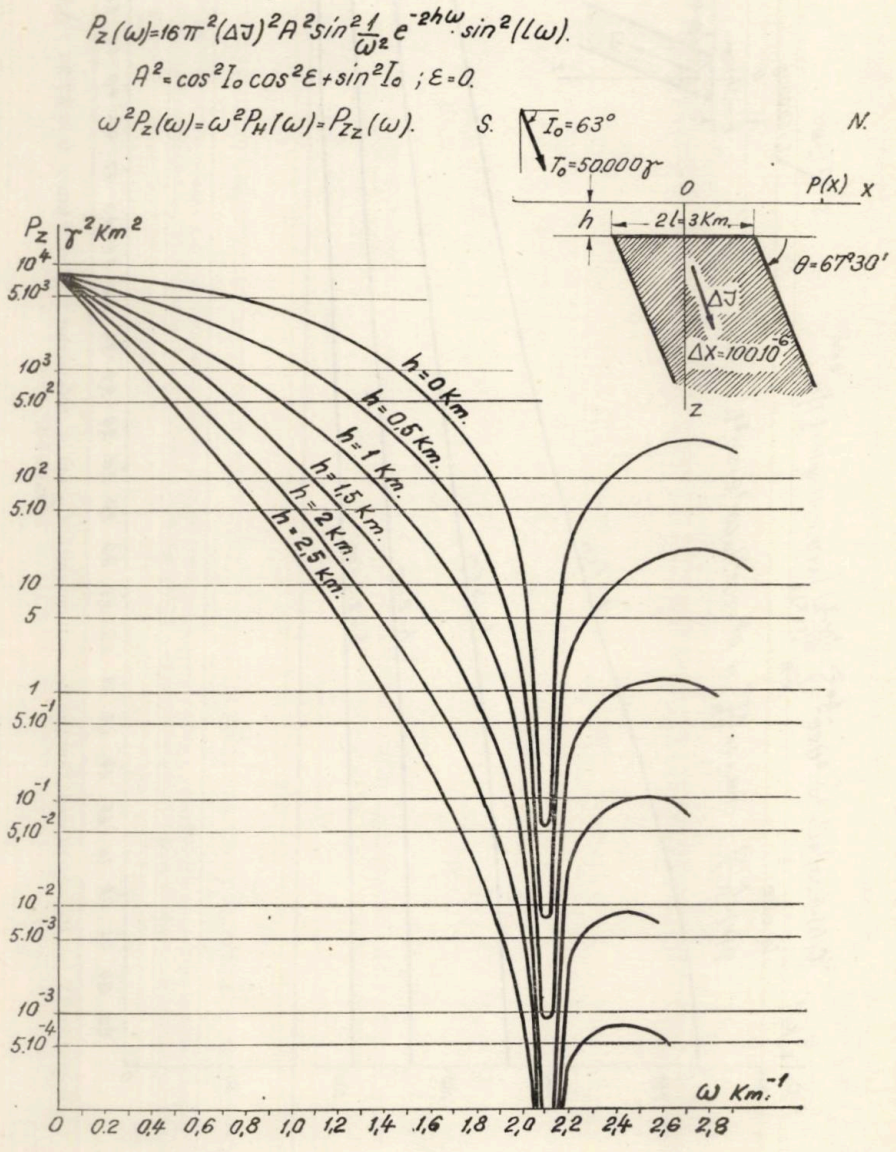


Diagrama V. — Reprezentarea spectrului puterii $P_z(\omega)$ a modelelor : $2l = 3$ km ; $\theta = 67°30'$; $\Delta X = 100 \cdot 10^{-6}$ și h variabil.

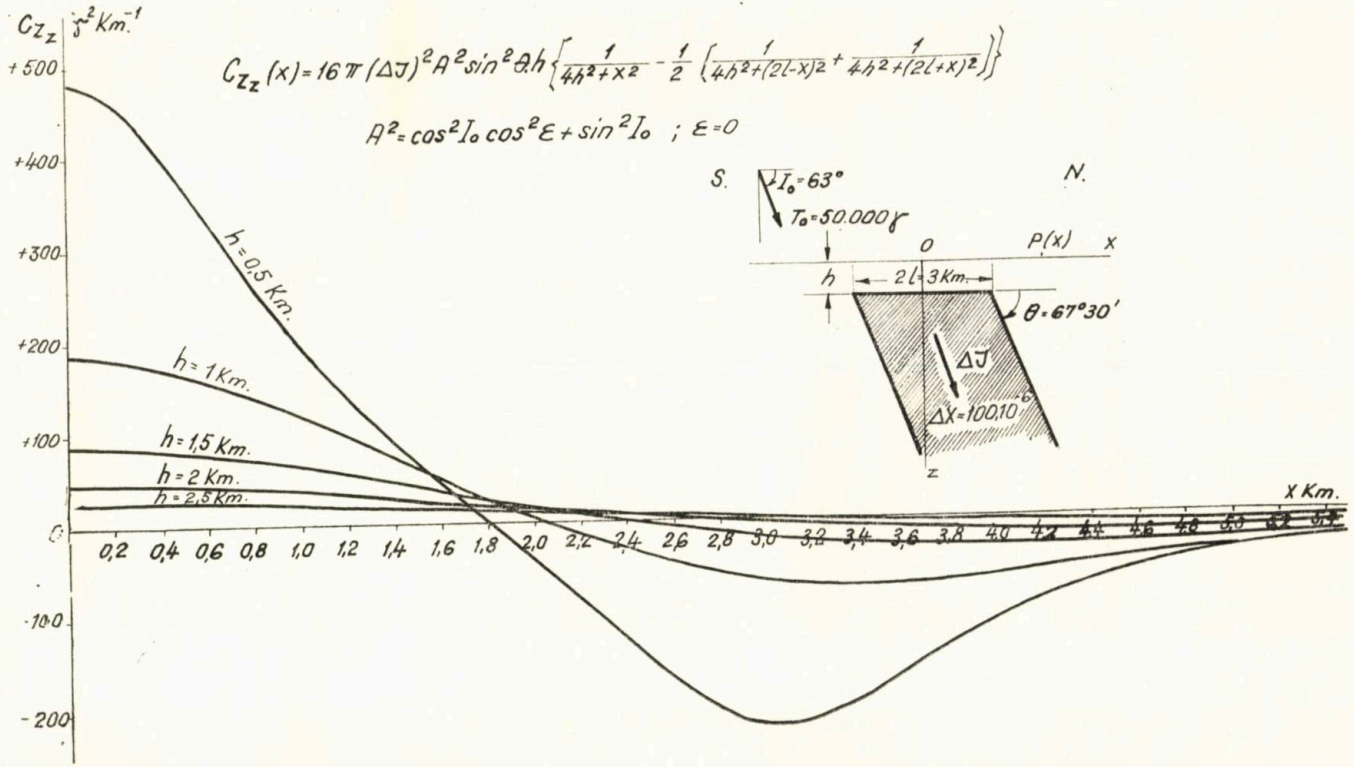


Diagrama VI. — Reprezentarea funcţiei de autocorelaţie $C_{Z_z}(x)$ a modelelor : $2l = 3$ km ; $\theta = 67°30'$; $\Delta X = 100 \cdot 10^{-6}$ şi h variabil.

(Observaţie: pentru $h = 0$ se obţine $C_{Z_z}(x) = 0$, în afară de $x = 2l = 3$km, unde $C_{Z_z}(3) = \infty$.)

($\varepsilon = 0$) prin simpla înmulțire a ordonatelor cu factorul constanta A^2 (formula (11) și tabela 3);

b) influența înclinării diferite a cîmpului geomagnetic (I_0) poate fi de asemenea eliminată prin aceeași operație (formula (11) și tabela 3);

c) influența înclinării (θ) a stratului, atît de greu de evaluat în cazul interpretării clasice, nu influențează caracterul sau alura curbelor spectrale. Numai ordonatele acestora se multiplică cu factorul constant $\sin^2\theta$;

d) după cum se poate constata din conținutul tabelei 1, lățimea pe orizontală ($2l$) a stratului se izolează în termenul periodic $\sin(l\omega)$, în timp ce adîncimea (h) a părții superioare a stratului se izolează în alt termen, exponențiala $e^{-h\omega}$. Acest fapt conferă o deosebită elasticitate formulelor conținute în tabela 1;

e) atît valoarea contrastului de densitate ($\Delta\sigma$), cît și cea a contrastului de susceptibilitate magnetică (ΔX) nu influențează caracterul sau alura curbelor spectrale. Numai ordonatele acestor curbe spectrale se înmulțesc corespunzător cu acești parametri;

f) faptul că spectrul de fază este constant, ceea ce reiese din tabela 1, indică un caracter de echifază a armonicilor elementare, care, suprapunîndu-se, conduc la curba spectrală relativă la mărimea geofizică și la modelul considerat. Valoarea constantă a fazei poate constitui un test pentru alegerea modelului.

În figura 4 este prezentată curba spectrală relativă la putere $P_{g_{zz}}(\omega)$, generată de modelul teoretic strat înclinat bidimensional semiinfinit, caracterizat prin următorii parametri: $\Delta\sigma = 0{,}1$; $\theta = 67°30'$; $2l = 4$km; $h = 1$ km. Interpretarea poate fi efectuată pe baza mărimii spectrale $P_{g_{zz}}(\omega)$, iar pe baza relațiilor (9) se poate considera și o altă mărime; același lucru pentru mărimile magnetice, cînd se vor utiliza relațiile (13).

Dăm mai jos tehnica de interpretare propusă.

4.1. CALCULUL PARAMETRILOR l ȘI h (FIG. 1 ȘI 2)

Din studiul formulei care definește spectrul puterii:

$$P_{g_{zz}}(\omega) = 16\pi^2 K^2 (\Delta\sigma)^2 \sin^2\theta \cdot e^{-2h\omega} \cdot \sin^2(l\omega), \qquad (14)$$

care este reprodus pentru modelul teoretic considerat în figura 4, rezultă existența unei periodicități în alura curbei spectrale.

Funcția periodică (14) este maximă atunci cînd

$$\sin(l\omega) = \pm 1, \text{ de unde } (l\omega) = (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad (n = 1,2,\ldots).$$

Pentru două maxime succesive vom avea

$$l\omega_{2n+1} = (2n+1)\frac{\pi}{2},$$

$$l\omega_{2n-1} = (2n-1)\frac{\pi}{2},$$

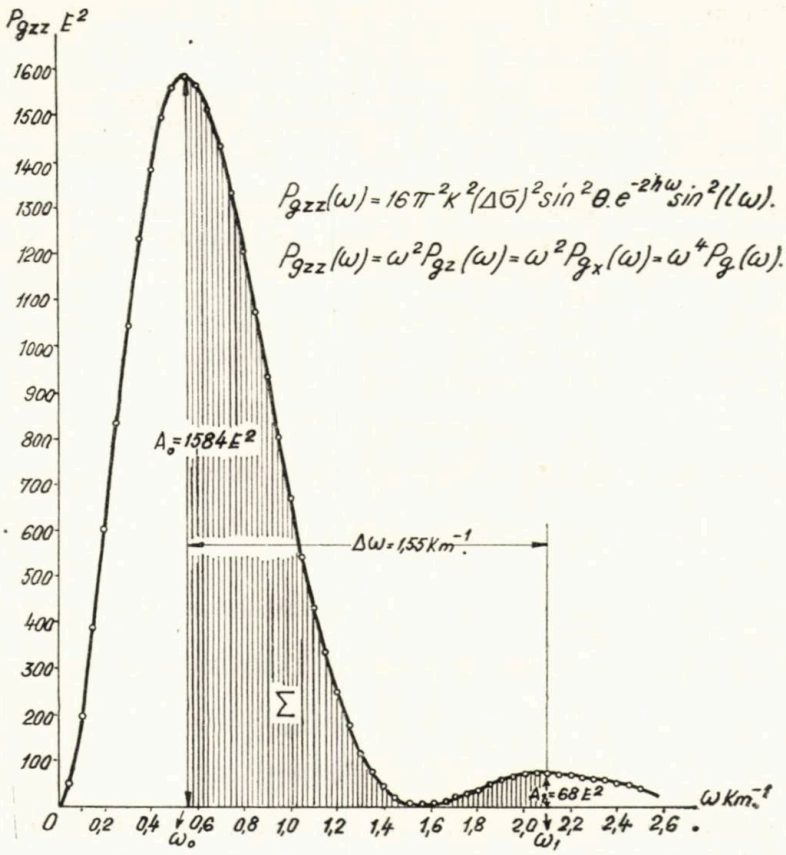


Fig. 4. — Diagrama spectrului puterii $P_{g_{zz}}(\omega)$ a modelului: $l = 2$ km; $h = 1$ km; $\theta = 67°30'$ și $\Delta\sigma = 0{,}1$.

de unde

$$l(\omega_{2n+1} - \omega_{2n-1}) = \pi$$

sau

$$l = \frac{\pi}{\Delta\omega}, \tag{15}$$

în care $\Delta\omega = \omega_{2n+1} - \omega_{2n-1}$ este intervalul de frecvență dintre două maxime succesive.

Acest interval, reprezentat în figura 4, mai poate fi determinat și pe baza medierii

$$\Delta\omega = \frac{\Omega}{n}, \tag{16}$$

în care n este numărul de intervale dintre două mărimi depărtate.

Prin urmare, a fost determinată valoarea parametrului $2l$ (fig. 1 și 2), adică lățimea pe orizontală a stratului înclinat. Pentru exemplul reprodus în figura 4 s-a găsit valoarea lățimii $2l = 4{,}05$km.

Rezultă că aspectul de periodicitate al unei reprezentări spectrale a unei anomalii oarecare devine una din cele mai interesante caracteristici ale acesteia. Aspectul de periodicitate poate constitui de asemenea și un test pentru alegerea modelului.

Din structura formulelor conținute în tabela 1 mai rezultă că periodicitatea menționată nu este perturbată de schimbarea valorii vreunui alt parametru caracteristic modelului sau chiar a vreunui efect perturbant generat de un alt corp.

Să trecem acum la aspectul de amortizare a amplitudinilor care apare în reprezentarea spectrală din figura 4. Ecuația curbei care limitează reprezentarea grafică din această figură este

$$\text{constanta} \cdot e^{-2h\omega}$$

și atunci se poate calcula decrementul logaritmic:

$$\delta = 2h \cdot \Delta\omega \quad \text{sau} \quad \delta = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}},$$

în care A_{n+1} și A_n sînt amplitudinile corespunzătoare intervalului de frecvențe $\Delta\omega$ din figura 4.

Valoarea coeficientului de amortizare este în acest caz

$$h = \frac{1}{2\Delta\omega} \ln \frac{A_n}{A_{n+1}}, \tag{17}$$

adică valoarea parametrului h, adîncimea părții superioare a stratului înclinat (fig. 1 și 2).

Pentru exemplul reprodus în figura 4 s-a găsit $h = 1{,}015$ km.

Se constată că formula (17) conține raportul amplitudinilor și atunci influența unui alt parametru care ar multiplica ordonatele calculate nu va influența valoarea parametrului h.

Rezultă că aspectul de amortizare al unei anomalii oarecare devine de asemenea o caracteristică interesantă a acesteia. Aspectul de amortizare poate constitui și el un test pentru alegerea modelului.

Calculul prezentat mai sus poate fi efectuat pentru oricare din mărimile spectrale, gravimetrice sau magnetice calculate, cu condiția de a ține seama de relațiile (9) și (13).

4.2. STUDIUL PARAMETRILOR $\Delta\sigma$ ȘI ΔI

Desigur, acești parametrii se stabilesc pe bază de măsurători de laborator sau alte metode statistice. Prin calcul se poate găsi numai valoarea raportului $(\Delta I/\Delta\sigma)$, care, în cazul expresiilor spectrale conținute în tabela 1, este dat de rapoartele

$$\left(\frac{A}{K}\right)^2 \left(\frac{\Delta I}{\Delta\sigma}\right)^2 = \frac{P_H(\omega)}{P_{gx}(\omega)} = \frac{P_Z(\omega)}{P_{gz}(\omega)} = \frac{P_{Z_z}(\omega)}{P_{gzz}(\omega)} \tag{18}$$

sau

$$\left(\frac{A}{K}\right)^2\left(\frac{\Delta I}{\Delta\sigma}\right)^2=\frac{C_{Z_z}(x)}{C_{g_{zz}}(x)}\,. \tag{19}$$

Aceste egalităţi pot constitui un test pentru verificarea valorilor $\Delta\sigma$ şi ΔI adoptate.

4.3. UTILIZAREA ENERGIEI ANOMALIEI (FIG. 4)

Să considerăm formula din tabela 1, care defineşte valoarea energiei $E_{g_{zz}}(\omega_0, \omega_n)$.

Valoarea termenului $\sin^2\theta$ este definită în acest caz de relaţia

$$\sin^2\theta=\frac{E_{g_{zz}}(\omega_0,\omega_n)}{8\pi K^2(\Delta\sigma)^2}\cdot\frac{l^2+h^2}{l}\cdot\frac{1}{R}\,, \tag{20}$$

în care s-a notat

$$R=h\left[e^{-2h\omega_0}\sin^2(l\omega_0)-e^{-2h\omega_n}\sin^2(l\omega_n)\right]+$$

$$+\frac{1}{2}l\left[e^{-2h\omega_0}\sin 2(l\omega_0)-e^{-2h\omega_n}\sin 2\,(l\omega_n)\right]+\frac{1}{2}\frac{l^2}{h}\left(e^{-2h\omega_0}-e^{-2h\omega_n}\right).$$

Dacă evaluăm printr-o planimetrie suprafaţa haşurată din figura 4, notată Σ, se obţine valoarea energiei :

$$E_{g_{zz}}(\omega_0,\omega_n)=\frac{1}{\pi}\Sigma.$$

În continuare, introducînd în (20) valorile parametrilor l, h şi $\Delta\sigma$ definiţi, se obţine $\sin^2\theta$ şi apoi θ, adică înclinarea stratului (fig. 1 şi 2).

Pentru exemplul reprodus în figura 4 s-a găsit $\theta = 69°$.

În cazul că putem evalua prin planimetrare energia totală a anomaliei, tehnica de calcul este aceeaşi, iar formulele sînt mai simple.

Calculul prezentat mai sus poate fi efectuat pentru oricare dintre mărimile spectrale, gravimetrice sau magnetice calculate, cu condiţia de a ţine seama de relaţiile (6), (9) şi (13).

4.4. UTILIZAREA ORDONATEI LA ORIGINE (DIAGRAMA V)

Pentru expresiile spectrale $P_{g_z}(\omega)$, $P_g(\omega)$, $P_Z(\omega)$ şi $P_H(\omega)$, redate în cadrul tabelei 1, se pot face cîteva observaţii.

Dacă luăm $\omega = 0$, aceste expresii capătă o formă nedeterminată, de tipul $\frac{0}{0}$. Aplicînd criteriul corespunzător pentru înlăturarea unei

astfel de nedeterminări, se obţin următoarele expresii pentru valorile ordonatelor la origine relative la aceste mărimi spectrale :

$$P_{gz}(0) = P_{gx}(0) = 16\pi^2 K^2 (\Delta\sigma)^2 l^2 \sin^2\theta, \tag{21}$$

$$P_Z(0) = P_H(0) = 16\pi^2 (\Delta I)^2 \cdot A^2 \cdot l^2 \sin^2\theta. \tag{22}$$

Aceste formule permit ca, pe baza evaluării din diagrame a ordonatelor la origine, să se obţină valorile produselor :

$$(\Delta\sigma)^2 l^2 \sin^2\theta, \tag{23}$$

$$(\Delta I)^2 l^2 \sin^2\theta, \tag{24}$$

de unde posibilitatea determinării valorii unuia dintre parametri atunci cînd se cunosc valorile celorlalţi doi.

Expresiile de mai sus sînt remarcabile şi prin faptul că ele nu conţin parametrul h. Aceasta reiese dealtfel şi din diagrama V. Pentru această diagramă, care se referă la mărimea spectrală $P_Z(\omega)$, se găseşte pentru valoarea produsului menţionat

$$(\Delta I)^2 l^2 \sin^2\theta = \frac{7{,}6 \cdot 10^3}{16\pi^2},$$

expresie care se verifică pentru parametrii modelelor reprezentate în diagrama V.

4.5. UTILIZAREA FUNCŢIILOR DE AUTOCORELAŢIE (FIG. 5)

Funcţia de autocorelaţie a unei înregistrări (anomalii) este un grafic între aceasta şi traducerea deplasată a ei însăşi. Graficul se construieşte în funcţie de distanţă.

În figura 5 este reprezentat graficul funcţiei de autocorelaţie $C_{gzz}(x)$, relativ la modelul echivalent strat înclinat bidimensional semiinfinit, caracterizat prin următorii parametri : $\Delta\sigma = 0{,}1$; $\theta = 67°30'$; $2l = 4$ km şi $h = 1$ km.

Din studiul formulei redate în cadrul tabelei 1 şi care defineşte valoarea funcţiei de autocorelaţie :

$$C_{gzz}(x) = 16\pi K^2 (\Delta\sigma)^2 \sin^2\theta \cdot h \left\{ \frac{1}{4h^2 + x^2} - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{4h^2 + (2l + x)^2} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{1}{4h^2 + (2l - x)^2} \right] \right\}, \tag{25}$$

rezultă următoarele relaţii utile procesului de interpretare :

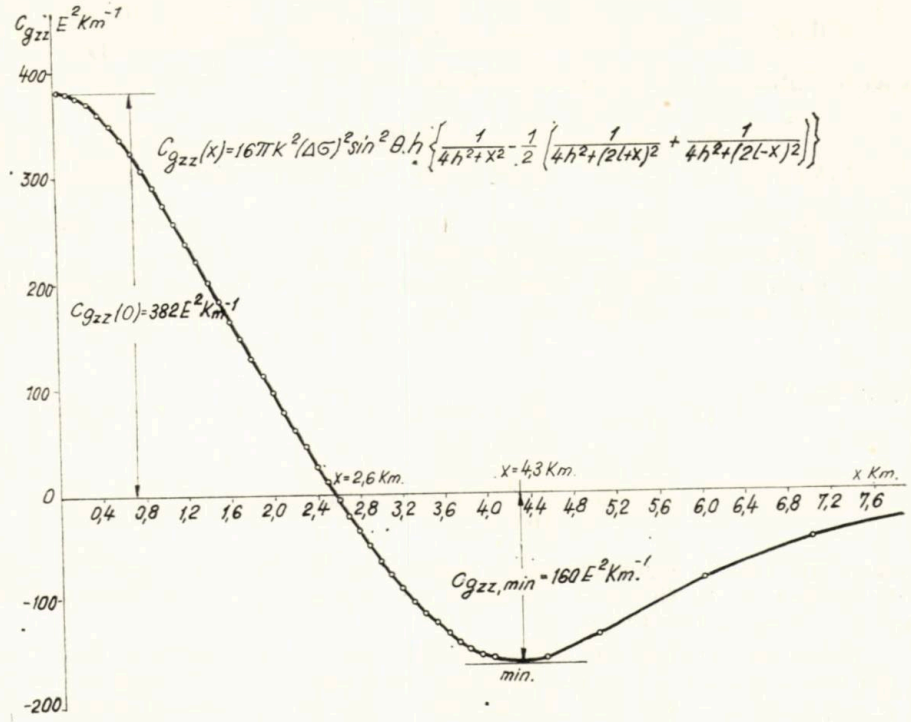


Fig. 5. — Diagrama funcției de autocorelație $C_{gzz}(x)$ a modelului : $l = 2$ km ; $h = 1$ km ; $\theta = 67°30'$ și $\Delta\sigma = 0{,}1$.

— dacă se consideră valoarea ordonatei la origine $C_{gzz}(0)$, se obține relația

$$(\Delta\sigma)^2 \frac{1}{h} \cdot \frac{l^2}{h^2 + l^2} \sin^2\theta = \frac{1}{4\pi K^2} C_{gzz}(0), \tag{26}$$

adică o relație algebrică între parametrii $\Delta\sigma$, θ, h și l ; pentru exemplul reprezentat în figura 5, valoarea ordonatei la origine este $C_{gzz}(0) = 382.E^2\,\mathrm{km}^{-1}$, iar valorile parametrilor modelului verifică relația (26) ;

— dacă se consideră abscisa x_0, unde se anulează funcția de autocorelație $C_{gzz}(x_0) = 0$, se obține relația

$$\frac{1}{4h^2 + (2l + x_0)^2} + \frac{1}{4h^2 + (2l - x_0)^2} = \frac{2}{4h^2 + x_0^2}, \tag{27}$$

adică o relație algebrică între parametrii h și l ; pentru exemplul reprezentat în figura 5, valoarea abscisei este $x_0 = 2{,}6$ km ; pentru cazul particular $h \sim 0$, adică dacă adîncimea crestei foarte mică, se obține relația simplă

$$2l = \sqrt{3} \cdot x_0, \tag{28}$$

adică valoarea parametrului l ;

— dacă se consideră minimul funcției de autocorelație $\frac{dC_{g_{zz}}(x)}{dx} = 0$, respectiv abscisa x, se obține relația

$$\frac{2l + x_m}{[4h^2 + (2l + x_m)^2]^2} - \frac{2l - x_m}{[4h^2 + (2l - x_m)^2]^2} = \frac{2x_m}{(4h^2 + x^2{}_m)^2}, \quad (29)$$

adică o altă relație algebrică între parametrii h și l; pentru exemplul reprezentat în figura 5, valoarea abscisei este $x_m = 4{,}3$ km;

— dacă se consideră valoarea minimului funcției de autocorelație $C_{g_{zz}}$ min, se obține relația

$$(\Delta\sigma)^2 \sin\theta \cdot h \left\{ \frac{1}{4h^2 + x_m^2} - \frac{1}{2}\left[\frac{1}{4h^2 + (2l + x_m)^2} + \frac{1}{4h^2 + (2l - x_m)^2} \right] \right\} = \quad (30)$$

$$= \frac{1}{16\,\pi\,k^2} C_{g_{zz}} \text{ min},$$

adică o altă relație algebrică între parametrii $\Delta\sigma$, θ, h și l; pentru exemplul reprezentat în figura 5, valoarea minimă a funcției de autocorelație este $C_{g_{zz}}$ min $= 160\,E^2\,\text{km}^{-1}$.

Expresia funcției de autocorelație relativă la mărimea magnetică $C_{Z_z}(x)$ este similară și i se poate aplica un tratament grafoanalitic identic. În diagramele II și VI sînt reprezentate grafic, pentru cîteva modele echivalente, aceste două funcții de autocorelație.

4.6. INTERPRETAREA PROFILELOR AEROMAGNETICE (DIAGRAMELE III ȘI IV)

Să considerăm acum, conform tabelei 1, expresiile spectrale relative la intensitatea totală a cîmpului magnetic, și anume spectrul puterii $P_T(\omega)$ și funcția de autocorelație $C_T(x)$.

Pentru cîteva modele, condiții geometrice $h > 2l$ și condiții de inducție magnetică $I_0 = 63°$ și $T_0 = 50\,000\ \gamma$, graficele reprezentînd variația acestor două mărimi sînt redate în diagramele III și IV.

Atît din expresia analitică a spectrului puterii $P_T(\omega)$, cît și din aspectul reprezentărilor din diagrama III, se constată dificultatea interpretării pe baza acestei mărimi spectrale. În schimb, se constată structura interesantă a expresiilor relative la funcția de autocorelație.

Prima expresie pentru această mărime, obținută pe baza unui calcul de prelungire analitică a funcțiilor Legendre, se referă la domeniul $x \in (0, \infty)$ și este

$$C_T(x) = 32A^2(\Delta I)^2 l^2 \sin^2\theta \cdot e^{-\frac{\alpha}{2}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\Gamma^2\left(\frac{1}{2} + k\right)}{\Gamma^2(1 + k)} \cdot \quad (31)$$

$$\cdot \left[\alpha + \Psi(k + 1) - \Psi\left(k + \frac{1}{2}\right) \right] e^{-2k\alpha},$$

în care

$$\Psi(k) = \frac{\Gamma'(k)}{\Gamma(k)} \qquad \text{şi} \qquad \operatorname{ch} \alpha = 1 + \frac{x^2}{2h}.$$

A doua expresie, obţinută pe baza tabelelor de transformare Fourier, se referă la domeniul $x \in (0,2\ h)$ şi este

$$C_T(x) = 16\, A^2 (\Delta I)^2 l^2 \sin^2 \theta \cdot \frac{1}{h} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\Gamma^2\left(\frac{1}{2} + k\right)}{\Gamma^2 (1 + k)} \left(\frac{x}{2h}\right)^{2k}. \quad (32)$$

Într-adevăr, pentru această funcţie se poate defini ordonata la origine $C_T(0)$, ceea ce nu se poate obţine pentru spectrul puterii. Această observaţie reiese şi din diagramele III şi IV.

După înlăturarea unei nedeterminări de tipul 0° se obţine următoarea relaţie :

$$\frac{1}{h} (\Delta I)^2 l^2 \sin^2 \theta = -\frac{1}{16\, A^2} C_T(0), \quad (33)$$

adică o relaţie algebrică între parametrii ΔI, θ, h şi l. Pentru exemplele reprezentate în diagrama IV, valorile ordonatelor la origine corespunzătoare adîncimilor $h = 1$; 1,5 ; 2 şi 2,5 km sînt, respectiv, $C_T(0) = 268$; 180 ; 134 şi 107 γ^2 km^3.

Considerăm că relaţia (33) este utilă pentru interpretarea explorărilor aeromagnetice atunci cînd se ia în consideraţie modelul echivalent strat înclinat bidimensional semiinfinit.

5. CONCLUZII

În general, conform cu noua imagine spectrală a anomaliei şi cu modelul echivalent adoptat pentru interpretare, şi anume strat înclinat bidimensional semiinfinit, ies în evidenţă următoarele caracteristici :

— mărimile spectrale, fiind de natură statistică-matematică, sînt superioare din punctul de vedere al conţinutului lor informaţional în comparaţie cu mărimile clasice, de unde posibilitatea unei cunoaşteri mai obiective a structurii geologice care face obiectul interpretării ;

— anumite caracteristici legate de modelul echivalent ales, care nu sînt evidente în anomalia reprezentată clasic, sînt evidente în imaginea spectrală a acesteia, ceea ce face posibilă calcularea cu precizie suficientă a parametrilor care caracterizează modelul şi implicit structura geologică studiată ;

— separarea în expresiile spectrale a termenilor care conţin fiecare cîte un parametru caracterizînd modelul asigură o remarcabilă elasticitate acestei tehnici de interpretare ;

— pe baza diagramelor I—VI prezentate, rezultă că mărimile studiate, prin graficele care le reprezintă, au un conținut informațional interesant și ușor de extras; menționăm în acest sens mărimile $P_y(\omega)$, $P_z(\omega)$, $C_T(x)$, $C_{gzz}(x)$ și $C_{Zz}(x)$, primele trei fiind curente în tehnica modernă de interpretare.

Se dispune de o colecție de 176 de modele pentru care sînt studiate și construite graficele relative la mărimile menționate în această lucrare. Diagramele I—VI sînt extrase din această colecție.

Pentru calculele cifrice s-a folosit „Eliott"—803 B de la Combinatul siderurgic Hunedoara.

Primită la redacție la 19 aprilie 1972

L'ANALYSE SPECTRALE DU MODÈLE COUCHE INCLINÉE, BIDIMENSIONNELLE, SEMI-INFINIE

(Résumé)

On présente un procédé qui emploie l'analyse spectrale pour l'interprétation des anomalies gravimétriques et magnétométriques dues à des corps perturbateurs pouvant être assimilés à une couche inclinée, bidimensionnelle, semi-infinie.

On déduit les formules de travail et on indique leur utilisation pratique.

BIBLIOGRAFIE

1. C. A. Swartz, *Some geometrical properties of residual maps.* Geophysics, **19**, *1* (1954).
2. C. W. Horton ș.a., *A statistical analysis of some aeromagnetic maps from the northwestern canadian shield.* Geophysics, **29**, *4* (1964).
3. N. S. Neidell, *Spectral studies of marine geophysical profiles.* Geophysics, **31**, *1* (1966).
4. G. Troskov, *Primenenie preobrajenii Furiera pri reșenii obratnoi problemî magnitnîh i gravimetriceskih razvedok.* Prikladnaia Gheofizika, **30**, 162 (1961).
5. K. V. Gladki, *Razdelenie summarnîh gravitaționnîh polei kak profess ceastotnoi filtrații.* Prikladnaia Gheofizika, **25**, 114 (1960).
6. B. K. Bhattacharyya, *Magnetic anomalies due to prism-shaped bodies with arbitrary polarization.* Geophysics, **29**, *4* (1964).
7. A. Spector, B. K. Bhattacharyya, *Energy density spectrum and autocorrelation function of anomalies due to simple magnetic models.* Geophysical Prospecting, **14**, 242 (1966).
8. M. Odegard, I. Berg, *Gravity interpretation using the Fourier integral.* Geophysics, **30**, *3* (1965).
9. O. A. Soloviov, V. C. Romanov, *Nekotorîe voprosî ceastotnogo analiza magnitnîh i gravimetriceskih anomalii v elekronnîh țifrovîh mașinah.* Akademia Nauk SSSR, Sibirskoe otdelenie (Novosibirsk), Sbornik ghezofiziki, **21**, *4* (1963).
10. B. K. Bhattacharyya, *Continuous spectrum of the total magnetic field anomaly due to a rectangular prismatic body.* Geophysics, **31**, *1* (1966).
11. B. Sharma, L. P. Geldart, *Analysis of Gravity anomalies of two-dimensional faults using Fourier transforms.* Geophysical Prospecting, **16**, 77 (1968).
12. P. S. Naidu, *Spectrum of the potential field due to randolmy distributed sources.* Geophysics, **33**, 337 (1968).
13. A. Spector, F. S. Grant, *Statistical models for interpreting aeromagnetic data.* Geophysics, **35**, *2* (1970).

14. D. MILCOVEANU, *Expresiile mărimilor spectrale relative la modelele utilizate în interpretarea gravimetrică*. St. cerc. geol. geogr. geofiz., seria geofiz., **9**, *1*, 39—71 (1971).
15. D. MILCOVEANU, *Expresiile mărimilor spectrale relative la modelele utilizate în interpretarea magnetometrică*. St. cerc. geol. geogr., geofiz., seria geofiz., **9**, *2*, 297—322 (1971).
16. D. MILCOVEANU, *Contribuții la interpretarea explorărilor gravimetrice pe baza analizei de frecvență*. Rev. petrol și gaze, *5*, 269—277 (1971).
17. D. MILCOVEANU, *Beiträge zur Auswertung gravimetrischer Messungen mit Hilfe Frequenzanalyse*. Zeitschrift für angewandte Geologie, **18**, *1*, 25—33 (1972).
18. P. S. NAIDU, *Statistical structure of aeromagnetic field*. Geophysics, **35**, *2* (1970).
19. H. BATEMAN, A. ERDELYI, *Tables of integral transforms*, vol. I, N.Y. — Toronto—Londra, McGraw-Hill Book Comp., Inc., 1954.
20. V. A. DITKIN, A. P. PRUDNIKOV, *Integralie preobraznovanie i operationnoe iscislenie*, Moskwa. Gosudarstvennoe izdatelstvo fiziko-matematiceskoe literaturî, 1962.
21. I. LAVOINE, *Transformation de Fourier*, Paris, C.N.R.S., 1963.
22. G. PETIT-BOIS, *Tables d'integrales indéfinies*, Paris, Gauthier Villars, 1906.

O APLICAȚIE A TEORIEI CORELAȚIEI ȘI REGRESIEI PENTRU INTERPRETAREA DATELOR UNEI PROSPECȚIUNI MAGNETICE

(Prognoza rezervelor de minereu și metal)

DE

DAN ZORILESCU

Institutul de cercetări miniere, București, Calea Victoriei, 220

În lucrare se efectuează o aplicație complexă a teoriei corelației și regresiei pentru interpretarea datelor unei prospecțiuni magnetice.

În primul rînd se determină corelația multiplă a intensității componentei verticale a cîmpului magnetic cu conținutul în magnetită și adîncimea unui complex purtător de mineralizații de fier.

În partea a doua a lucrării se prezintă un model de apreciere a conținutului mediu în fier și a volumului complexului mineralizat pe baza liniilor de regresie determinate.

În partea a treia se face un calcul al erorilor de apreciere a calității și cantității rezervelor.

1. CORELAȚIA MULTIPLĂ A INTENSITĂȚII COMPONENTEI VERTICALE A CÎMPULUI MAGNETIC CU CONȚINUTUL ÎN MAGNETITĂ ȘI ADÎNCIMEA COMPLEXULUI PURTĂTOR DE MINERALIZAȚII DE FIER

Pe baza cercetărilor geologice și geofizice efectuate pentru prospectarea și explorarea unui complex purtător de mineralizații de fier, vom face o analiză de corelație și regresie asupra următorilor parametri variabili :

x — conținutul mediu ponderat în fier determinat pe baza sondelor săpate în această regiune ;

y — adîncimea complexului purtător de mineralizații de fier, măsurată în sonde pînă la suprafața superioară a complexului ;

Δz — intensitatea componentei verticale a cîmpului magnetic, măsurată în zona fiecărui sondaj luat în studiu.

Parametrii repartițiilor acestor trei variabile sînt dați în tabela 1 (studiul repartițiilor a fost efectuat în prealabil).

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 207–216, BUCUREȘTI, 1972

Tabela 1

	Media m	Dispersia σ^2	Abaterea standard
Conţinutul în fier, x	27,48	24,50	4,9
Adîncimea complexului, y	188,0	4656,61	68,2
Intensitatea cîmpului magnetic, Δz	127	11351,15	106,5

Datele utilizate sînt obţinute dintr-o prospecţiune geofizică efectuată într-o zonă cercetată şi prin foraje (tabela 2).

Tabela 2

Nr. crt.	x	y	Δz	$x - \overline{x}$	$(x - \overline{x})^2$	$y - \overline{y}$	$(y - \overline{y})^2$	$\Delta z - \overline{\Delta z}$	$(\Delta z - \overline{\Delta z})^2$
1	18,34	200	50	−9,14	82,81	12	00144	−77	5929
2	22,96	290	43	−4,52	20,52	102	10404	−84	7056
3	19,32	300	45	−8,16	67,24	112	12544	−82	6724
4	25,00	295	45	−2,48	6,25	107	11449	−82	6724
5	32,60	215	40	5,12	26,01	27	00729	−87	7569
6	20,70	195	80	−6,78	46,24	7	00049	−47	2209
7	25,43	200	120	−2,05	4,00	12	00144	− 7	49
8	28,22	140	85	0,94	0,81	−48	02304	−42	1764
9	32,60	180	120	5,12	26,01	− 8	00064	− 7	49
10	39,33	130	320	12,85	6,25	−58	03364	193	37249
11	26,98	120	70	−0,50	0,25	−68	04624	−57	3249
12	25,35	150	163	−2,13	4,41	−38	01444	36	1296
13	35,46	95	370	7,08	4,00	−93	08649	243	59049
14	32,40	120	220	4,92	24,01	−68	04624	93	8649
Total	384,69	2630	1771		318,54		60536		147565

Calculul coeficienţilor de corelaţie a indicat următoarele valori (s-a aplicat formula simplificată care utilizează norurile de corelaţie:

$$r = \sin \frac{\pi}{2} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2},$$

unde N_1 și N_2 rezultă din tabelele 3—5, și anume : N_1 este suma frecvențelor din cadranele 1 și 1′, iar N_2 suma frecvențelor din cadranele 2 și 2′. Metoda de calcul este cunoscută și nu o vom mai prezenta. Se pot consulta lucrările [1] și [2]. Rezultă :

a) corelația $(x, \Delta z)$:

$$r_{x,\,\Delta z} = 0{,}43\,;$$

b) corelația $(y, \Delta z)$:

$$r_{y,\,\Delta z} = -\,0{,}79\,;$$

c) corelația (x, y) :

$$r_{x,y} = -\,0{,}78.$$

Tabela 3 $(x, \Delta z)$

27,48 ↑	2′ 4	3 1′
	1 6	1 2
x / Δz	127 →	

Tabela 4 $(y, \Delta z)$

188 ↑	2′ 7	0 1′
	1 3	4 2
y / Δz	127 →	

Tabela 5 (x, y)

188 ↑	2′ 6	1 1′
	1 2	5 2
y / x	27,48 →	

Tabelele 3—5 conțin datele pe baza cărora s-au calculat acești coeficienți. Verificările efectuate asupra semnificației acestor coeficienți de corelație au arătat că pot fi acceptați cu probabilitatea $p = 0{,}95$ ca semnificativi.

O astfel de analiză conduce la următoarele concluzii interesante pentru prospecțiunea geofizică :

a) există o corelație destul de puternică între intensitatea componentei verticale a cîmpului magnetic și adîncimea complexului purtător de mineralizații. Corelația fiind negativă, rezultă că odată cu creșterea

adîncimii complexului intensitatea va scădea, ceea ce este evident din punct de vedere fizic;

b) dependența intensității cîmpului magnetic de conținutul în fier este mai slabă, însă totuși semnificativă. Prin urmare, creșterea sau descreșterea intensității cîmpului magnetic trebuie pusă în primul rînd pe seama micșorării sau măririi adîncimii pînă la complexul purtător de mineralizații de fier;

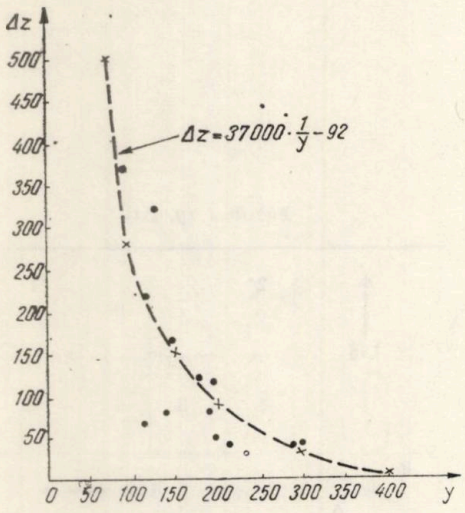


Fig. 1

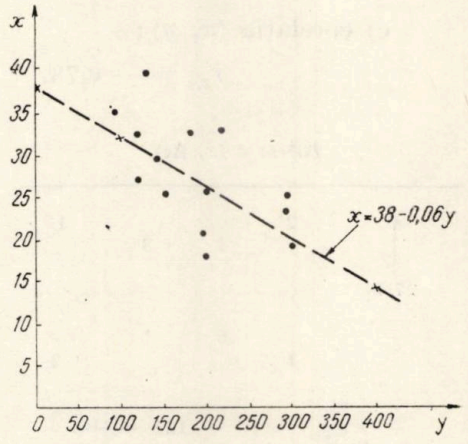


Fig. 2

c) corelația dintre conținutul în fier și adîncimea complexului purtător este destul de intensă ($\approx -0{,}8$), ceea ce arată că, cu cît adîncimea complexului purtător de mineralizații de fier este mai mare, cu atît conținutul în fier este mai mic.

Această concluzie ar putea fi explicată prin oxidarea mai intensă la suprafață, ceea ce a condus la transformarea carbonaților în limonită. Prin urmare, este de așteptat ca anomaliile magnetice de amplitudine mică să indice adîncimi mari ale complexului de roci purtătoare de mineralizații de fier și conținuturi în fier slabe.

Analiza de regresie pe care o vom face în continuare va da posibilitatea să determinăm relații cu ajutorul cărora să estimăm, în urma unei prospecțiuni magnetice, adîncimea medie a complexului de roci și apoi a conținutului mediu în fier.

Deoarece s-au obținut coeficienți de corelație destul de mari ($r \approx \approx -0{,}8$) pentru corelațiile (Δz; y) și (x; y), vom determina liniile de regresie ale acestor perechi de variabile.

Dacă s-ar reprezenta grafic aceste corelații, s-ar observa pentru corelația dintre intensitatea cîmpului magnetic măsurată (Δz) și adîncimea complexului mineralizat (y) o regresie exponențială (fig. 1), iar pentru corelația dintre conținutul în fier (x) și adîncimea complexului mineralizat (y) o regresie lineară (fig. 2).

Efectuînd calculele cu ajutorul metodei celor mai mici pătrate, s-au obținut regresiile :

$$\Delta z = -92 + 37\,000\,\frac{1}{y} \text{ pentru corelația } (\Delta z;\ y);$$

$$x = 38 - 0{,}06\ y \quad \text{pentru corelația } (x,\ y),$$

Aceste relații care se pot folosi pentru estimarea întîi a adîncimii complexului și apoi a conținutului mediu în fier.

Trebuie ținut seama că astfel de relații nu pot estima valori absolute, ci doar valori medii, orientative.

O prospecțiune magnetică efectuată în estul zonei pentru care s-au determinat liniile de regresie a indicat valori anomale : $\Delta z = 50 - 70$ gamma.

Pe baza formulelor se poate estima o adîncime medie a complexului purtător de mineralizații între 230 și 260 m și un conținut mediu în fier între 22 și 24%, valori destul de apropiate de realitate.

Pentru a estima măsura influenței adîncimii și conținutului în fier asupra intensității cîmpului magnetic, să calculăm coeficientul corelației multiple, utilizînd formula care folosește coeficienții simpli de corelație :

$$R_{\Delta z \cdot xy} = \left(\frac{r^2_{\Delta z;x} + r^2_{\Delta z,y} - 2 r_{\Delta z,x}\, r_{\Delta z,y}\, r_{xy}}{1 - r^2_{xy}} \right)^{1/2}.$$

Termenii formulei sînt :

$$r^2_{\Delta z,x} = 0{,}1849,$$

$$r^2_{\Delta z,y} = 0{,}6241,$$

$$r^2_{x,y} = 0{,}6084,$$

$$2 r_{\Delta z,x}\, r_{\Delta z,y}\, r_{xy} = 0{,}5304.$$

Se obține

$$r_{\Delta z,xy} = 0{,}84,$$

prin urmare o corelație multiplă destul de intensă.

Se poate calcula o regresie multiplă de forma

$$\Delta z = a + bx + cy,$$

relație care ar reprezenta efectul magnetic produs la suprafața solului de un complex purtător de mineralizații de fier ca cel cercetat. Nu vom mai efectua aceste calcule.

Pentru măsura corelației dintre adîncimea complexului și cei doi parametri x și Δz, se va aplica următoarea relație :

$$R_{y \cdot x\Delta z} = \left(\frac{r^2_{yx} + r^2_{y\Delta z} - 2 r_{x\Delta z}\, r_{y\Delta z}\, r_{xy}}{1 - r^2_{x\Delta z}} \right)^{1/2}.$$

Cu datele obținute pentru coeficienții simpli de corelație se găsește

$$R_{y \cdot x\Delta z} = 0{,}92,$$

adică o corelație puternică între adîncimea complexului și parametrii x și Δz.

Nu vom analiza nici în acest caz linia de regresie corespunzătoare, deoarece dintre cele trei variabile doar una singură poate fi măsurată în extinderea perimetrului studiat, și anume componenta verticală Δz.

O astfel de problemă ar putea fi rezolvată dacă s-ar efectua măsurători magnetice la diferite nivele. Un model de rezolvare este dezvoltat în lucrarea [3].

2. APRECIEREA CONȚINUTULUI MEDIU ÎN FIER ȘI A VOLUMULUI COMPLEXULUI PURTĂTOR PE BAZA LINIILOR DE REGRESIE

Propunem în continuare o metodă de apreciere a conținutului mediu de fier și a volumului complexului purtător de mineralizații.

După cum se va vedea, o astfel de metodă introduce erori de apreciere care se pot determina. Din relația ce definește corelația dintre Δz și y se poate determina pentru valorile măsurate ale componentei verticale Δz valorile adîncimii complexului :

$$y = \frac{37\,000}{\Delta z + 92}.$$

Valorile găsite pentru y în punctele (ξ, η), în care s-au măsurat valorile Δz, definesc structural coperișul complexului purtător de mineralizații.

Această suprafață poate fi aproximată printr-o suprafață polinomială, idee care conduce la scrierea variației adîncimilor tot sub formă polinomială în raport cu coordonatele punctelor (ξ, η) :

$$y = \sum_{i,j=0}^{n} C_{ij} \xi^i \eta^j + L,$$

unde L este abaterea valorilor y de la suprafața polinomială.

Notînd $(\xi_k \ \eta_k)$ cele m puncte în care a fost măsurată componenta verticală a cîmpului magnetic și în care am apreciat valorile adîncimilor y_k, vom putea scrie relația precedentă în aceste puncte :

$$y_k = \sum_{i,j=0}^{n} C_{ij} \ \xi_k^i \eta_k^j + L_k \qquad (k = 1, 2, \ldots, m).$$

Coeficienții C_{ij} se vor determina impunînd condiția ca suma abaterilor absolute $|L_k|$ să fie minimă, adică

$$\min \sum_{k=1}^{m} |L_k|.$$

Sub această formă, problema s-a transformat într-o problemă de programare liniară, descrisă pe larg în lucrarea [4].

Expresia

$$\theta_1 = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{m} L_k^2}{m-1}}$$

va defini eroarea de aproximare a variației lui y printr-o expresie polinomială.

Revenind la regresia conținutului în fier :

$$x = 38 - 0{,}06\, y,$$

se obține prin înlocuire

$$x = 38 - 0{,}06 \sum_{i,j=0}^{n} C_{ij}\, \xi^i\, \eta^j.$$

Sub această formă am legat conținutul în fier de punctul în care s-a efectuat o măsurătoare a componentei verticale a cîmpului magnetic.

Dacă în studiu avem în vedere și adîncimea y' pînă la suprafața inferioară a complexului și s-a determinat corelația $(\Delta z\,;\, y')$, precum și regresia care le leagă, atunci se poate scrie o relație polinomială pentru y' sub forma

$$y'_k = \sum_{i,j=0}^{n} C'_{ij}\, \xi_k^i\, \eta_k^j + L'_k.$$

Coeficienții C'_{ij} se determină ca și coeficienții C_{ij}, impunînd condiția

$$\min \sum_{k=1}^{m} |L'_k|.$$

Eroarea de aproximare va fi acum θ_2. Grosimea complexului în punctele $(\xi_k\,;\, \eta_k)$ va fi

$$h_k = y'_k - y_k = \sum_{i,j=0}^{n} (C'_{ij} - C_{ij})\, \xi_k^i\, \eta_k^j.$$

Eroarea de aproximare a grosimilor prin această relație este dată de expresia

$$\bar{\theta} = \sqrt{\theta_1^2 + \theta_2^2}.$$

Cum x reprezintă conținutul mediu al forajelor, înseamnă că pentru fiecare foraj vom avea o cantitate de metal atașată xh_k. Valorile xh se numesc și „acumulări pe foraje".

Expresia acestei acumulări este

$$X(\xi, \eta) = x \cdot h = \left[38 - 0{,}06 \sum_{i,j=0}^{n} C_{ij}\, \xi^i\, \eta^j\right] \sum_{i,j=0}^{n} (C'_{ij} - C_{ij})\, \xi^i\, \eta^j$$

(s-a renunțat la indicele k, deoarece s-a scris forma generală).

Această relație definește acumulările pe segmente verticale ale complexului, segmente poziționate în punctele de coordonate (ξ, η).

Acumularea totală pe întregul complex va fi

$$X_T = \iint_A X(\xi, \eta)\, \mathrm{d}\xi\, \mathrm{d}\eta,$$

unde A este suprafața pe care s-au executat măsurătorile geofizice.

Acumularea totală este tocmai cantitatea de metal existentă.

Prin integrarea expresiei lui h, se poate afla volumul corpului mineralizat :

$$V = \iint_A \left[\sum_{i,j=0}^{n} (C'_{ij} - C_{ij})\, \xi^i\, \eta^j\, \mathrm{d}\xi\, \mathrm{d}\eta.\right.$$

Dacă d este greutatea volumetrică, cantitatea de minereu va fi

$$Q = d \cdot V.$$

Conținutul mediu al corpului mineralizat este atunci

$$\bar{x} = \frac{X_T}{Q}.$$

3. ERORI DE ESTIMARE

Valorile determinate în paragraful 2 sînt afectate de o serie de erori :

— eroarea de apreciere a liniei de regresie $(\Delta z, y)$, notată θ_y ;

— eroarea de apreciere a liniei de regresie $(\Delta z, y')$, notată $\theta_{y'}$;

— eroarea de apreciere a liniei de regresie (x, y), notată θx ;

— eroarea de aproximare a variației lui y printr-o expresie polinomială, notată θ_1;

— eroarea de aproximare a variației lui y' printr-o expresie polinomială, notată θ_2.

Toate aceste erori acționează independent, așa încît eroarea globală de estimare a calității și cantității rezervelor va fi dată de expresia

$$\theta^2_{\text{global}} = \theta^2_y + \theta^2_{y'} + \theta^2_x + \theta^2_1 + \theta^2_2.$$

S-a arătat modul de calcul al erorilor θ_1 și θ_2.

Deoarece calculul erorilor θ_y, $\theta_{y'}$ și θ_x se face la fel, vom exemplifica doar pentru θ_x.

Să considerăm linia de regresie

$$x = 38 - 0{,}06\ y.$$

Pentru valorile y estimate se găsesc valori pentru x.

Vom calcula suma pătratelor abaterilor dintre valorile estimate cu ajutorul liniei de regresie și valorile empirice $\tilde{x}$ date în tabela 1 :

$$S = \Sigma\,(\tilde{x} - x)^2.$$

Cu aceasta se calculează dispersia

$$s^2_x = \frac{S}{n - c},$$

unde c reprezintă numărul de parametri estimați (spre exemplu trei : media, dispersia și linia de regresie).

Valoarea $\nu = n - c$ este numărul gradelor de libertate ale repartiției dispersiei. Eroarea de aproximare prin linia de regresie va fi

$$\theta_x = t_\nu\, s_x,$$

în care t_ν este o valoare luată din tabela repartiției Student, corespunzătoare numărului ν și pragului de semnificație q, adică probabilității $p = 1 - q$.

4. CONCLUZII

Un model ca cel prezentat în lucrare, chiar dacă este afectat de erori ce se pot determina, este util în cursul interpretării observațiilor geofizice, deoarece facilitează efectuarea unor prognoze a calității și cantității rezervelor conținute în complexul mineralizat.

De asemenea, prin estimarea adîncimilor complexului se creează premisele unei strategii raționale de explorare prin foraje.

Erorile calculate dau posibilitatea determinării unor intervale de încredere, care, cu probabilităţi date, cuprind valorile reale ale parametrilor estimaţi (adîncimi, calitate şi cantitate).

Primită la redacţie la 20 aprilie 1972

UNE APPLICATION DE LA THÉORIE DE LA CORRÉLATION ET DE LA RÉGRESSION À L'INTERPRÉTATION DES DONNÉES D'UNE PROSPECTION MAGNÉTIQUE

(Prévision des réserves de minerais et de métaux)

(Résumé)

Le travail présente une application complexe de la théorie de la corrélation et de la régression à l'interprétation des données d'une prospection magnétique.

On détermine premièrement la corrélation multiple de l'intensité de la composante verticale du champ magnétique avec le contenu en magnétite et la profondeur d'une gisement complexe contenant des minéralisations de fer.

Dans la seconde partie on présente un modèle pour l'évaluation du contenu moyen en fer et du volume du gisement complexe minéralisé à l'aide des lignes de régression déterminées.

La troisième partie contient le calcul des erreurs dans l'estimation de la qualité et de la quantité des réserves.

BIBLIOGRAFIE

1. G. MATHERON, *Traité de géstatistique appliquée*, tom. I, Paris, 1962.
2. D. ZORILESCU, *Metode matematice utilizate în industria minieră*, ODPT, Ministerul Minelor, 1969.
3. D. ZORILESCU, *A mathematical model for estimating the mineralization rock complexes on the basis of geophysical investigation*. Rev. Roum. Géol., Géophys. et Géogr., Série de Géophysique, **12**, *2*, 115—123 (1968).
4. M. IANĂŞ, D. ZORILESCU, *Some Applications of the Linear Programming within Gravimetry*. Pure and Applied Geophysics (PAGEOPH), **72**, *1*, 5—12 (1969).

ENTROPIA ŞI ENERGIA INFORMAŢIONALĂ A CUTREMURELOR ŞI UNELE PROBLEME ALE PREDICŢIEI LOR

DE

GEORGE PURCARU

Institutul de cercetări miniere, Bucureşti, Calea Victoriei nr. 220

1. INTRODUCERE

Analiza actuală a datelor cutremurelor este îndreptată în principal în direcţia realizării a două scopuri majore : cunoaşterea structurii interne a Pămîntului şi prevederea cutremurelor. Ambele necesită ample cercetări asupra cunoaşterii naturii cutremurelor şi a legilor lor de producere în spaţiu şi timp.

În ceea ce priveşte problema foarte dificilă şi complexă a predicţiei cutremurelor (care înseamnă predicţia mărimii, a momentului de producere şi a localizării în spaţiu), sînt cunoscute în literatură multe lucrări care cercetează acest domeniu din diferite puncte de vedere : statistic şi probabilist, al corelării cu alte fenomene geodinamice, astronomice etc.

Au fost construite şi dezvoltate modele statistice sau stohastice ale producerii cutremurelor sau seriilor de replici, în special în funcţie de coordonatele timp şi magnitudine.

În unele cazuri au fost obţinute anumite succese, care însă aduc mai degrabă contribuţii cu privire la descrierea modului lor de producere decît la predicţia propriu-zisă. În orice caz, aceste lucrări constituie paşi importanţi în rezolvarea problemei prevederii cutremurelor, fără care, din acest punct de vedere, ar fi mult mai greu de progresat.

Este limpede, fără îndoială, că cu cît va fi mai mare numărul informaţiilor despre legile producerii cutremurelor şi caracteristicile lor importante, cu atît mai repede va fi posibilă prevederea lor în spaţiu şi timp, ceea ce ar avea implicaţii mari de ordin ştiinţific şi mai ales umanitar şi economic. De aceea introducerea unor noi caracteristici reprezentative ar face posibilă creşterea numărului informaţiilor asupra producerii cutremurelor şi deci a creşterii posibilităţilor de interpretare a datelor de observaţie din punctul de vedere amintit mai sus.

Considerînd o serie de cutremure ca un sistem de evenimente produse într-un spaţiu dat şi un interval de timp limitat, sistemul se realizează

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 217–236, BUCUREŞTI, 1972

în acest spațiu și timp prin apariția evenimentelor de diferite dimensiuni (magnitudine sau energie). Deoarece evenimentele sistemului se realizează aleator, producerea unui eveniment cu o magnitudine fixată are loc cu o probabilitate dată.

Realizarea unui anumit eveniment cu o probabilitate dată comunică (transmite) un mesaj care produce o anumită cantitate de informație. Această cantitate de informație a mesajului reprezintă intuitiv echivalentul unei cantități de surpriză, în sensul că un mesaj care comunică realizarea unui eveniment cu o probabilitate anterioară apariției de 0,99 produce o surpriză foarte mică și deci o informație redusă. În acest sens, minimum de informație înseamnă maximum de probabilitate, iar maximum de informație reprezintă minimum de probabilitate.

Semnificația acestor concepte se reflectă din punct de vedere probabilistic și în cazul producerii cutremurelor, de exemplu a celor foarte puternice și slabe. Astfel în mod natural putem ataşa sistemului de evenimente — seria de cutremure — anumite caracteristici informaționale. Aceste caracteristici sînt entropia informațională [12], [14] și energia informațională introdusă în [6], [7].

Fiecare eveniment-cutremur ale sistemului este caracterizat de o mulțime de parametri (H, P, M, a), unde H este momentul de producere, $P = P(\varphi, \lambda, h)$ locul producerii cutremurului, M o măsură a dimensiunii cutremurului, care aici este magnitudinea (în alte cazuri aceasta este energia seismică, E), iar a o măsură a efectului seismic la suprafață și care poate fi considerată din punct de vedere pur seismologic sau al seismologiei inginerești. Seria de cutremure considerată o vom analiza aici numai din punctul de vedere al magnitudinii M, admisă în cele ce urmează că satisface următoarele ipoteze :

a) eroarea în determinarea magnitudinii este neglijabilă pentru analiza de mai jos ;

b) oricare două cutremure sînt independente unul față de altul în raport cu magnitudinea lor ;

c) relația frecvență-magnitudine are o expresie dată care satisface statistic o lege corespunzătoare de distribuție a magnitudinii.

2. FORMULELE ENTROPIEI ȘI ENERGIEI INFORMAȚIONALE

Pentru analiza statistică a unei serii date de cutremure din punctul de vedere al caracteristicilor ei informaționale (sau din alt punct de vedere), materialul de bază îl constituie cataloagele reale de cutremure (de fapt) sau cele aleatoare, care pot fi obținute prin simulare [10] și care au aceeași structură de probabilitate cu primele. Seriile de cutremure pot fi studiate separat din punctul de vedere al timpilor de producere sau al magnitudinii, ca procese stohastice punctuale unidimensionale, sau în raport cu ambele variabile, ca procese punctuale bivariate.

Aici vom lua în considerație numai o dimensiune, și anume magnitudinea, iar expresiile entropiei și energiei informaționale vor fi date în raport cu această variabilă aleatoare M. Vom mai menționa că introducerea caracteristicilor informaționale în studiul cutremurelor a fost făcută prima dată în [9].

Să considerăm seria de cutremure $\{Cj\}$, $j = 1, 2, \ldots$, în care fiecare cutremur este caracterizat prin mulţimea parametrilor (H, P, M, a) şi variabilei aleatoare M îi vom asocia densitatea de probabilitate $P(M)$.

Fie $M_{\min} = M_1, M_2, \ldots, M_i, \ldots, M_s, \ldots, M_n = M_{\max}$ magnitudinile sau clase (intervale) de magnitudine care caracterizează seria $\{Cj\}$ din punct de vedere magnitudinal. Valorile M_i $(i = 1, 2, \ldots, s, \ldots, n)$ pe care le ia variabila aleatoare pot reprezenta stările sistemului de evenimente $\{Cj\}$ considerat în spaţiul S şi perioada T. Vom numi aceste stări diferite ale seriei de cutremure stări magnitudinale cu frecvenţele $N_i = N(M_i)$ şi probabilităţile respective $p_i = p(M_i) = \frac{N(M_i)}{n}$, $i = 1, 2, \ldots, n$, iar n fiind numărul total de cutremure din seria $\{Cj\}$.

Conform cu [3], [6], [12], putem da următoarele definiţii:

Definiţia 1. Entropia informaţională a unei serii date de cutremure produse în domeniul S şi intervalul de timp T, cu stările magnitudinale $M_1, \ldots, M_n$, şi cu probabilităţile stărilor $p(M_1), p(M_2), \ldots p(M_n)$, este dată prin definiţie de expresia

$$H_M = -\sum_{i=1}^{n} p(M_i) \log p(M_i), \tag{1}$$

cu condiţiile

$$p_i \geqslant 0, \qquad \sum_{i=1}^{n} p_i = 1. \tag{2}$$

În expresia (1), indicele M a fost trecut pentru a arăta că entropia se referă la variabila aleatoare M, dar, în general, pot fi considerate şi alte variabile (poziţia epicentrelor, adîncimea, momentul de producere etc.).

Dacă $P(M)$ este funcţia de densitate de probabilitate a variabilei M, prin analogie expresia entropiei conţinută de repartiţia cu densitatea $P(M)$ este

$$H_M = -\int_{M_1}^{M_n} P(M) \log P(M) \, dM, \quad -\log(\Delta M), \tag{3}$$

cu condiţiile

$$P(M) \geqslant 0, \qquad \int_{M_1}^{M_n} P(M) \, dM = 1 \tag{4}$$

(aici considerăm $\Delta M = 1$).

A doua caracteristică informaţională a seriilor de cutremure poate fi introdusă astfel:

Definiţia 2. Energia informaţională a unei serii de cutremure cu stările magnitudinale M_i $(i = 1, \ldots, n)$ şi probabilităţile respective ale acestora p_i $(i = 1, 2, \ldots, n)$ este dată prin definiţie de expresia

$$\varepsilon_M = \sum_{i=1}^{n} p^2(M_i), \qquad n \geqslant 2, \tag{5}$$

cu aceleaşi condiţii (2).

Dacă P(M) este cunoscută, avem

$$\varepsilon_M = \int_{M_1}^{M_n} P^2(M)\, dM, \tag{6}$$

unde $P(M)$ satisface condiţiile (4).

Asupra acestor caracteristici informaţionale vom face unele observaţii şi vom da cîteva proprietăţi. Expresiile (1) sau (3) pot fi scrise cu logaritmi în baza 2, e sau 10, ele diferind numai printr-o constantă multiplicativă pozitivă. În această lucrare, deoarece legea frecvenţei cutremurelor operează cu logaritmi zecimali, îi vom folosi pe aceştia.

Este de asemenea de observat că entropia dată de formula (3) nu este limita celei din cazul discret (1). Entropia H şi energia ε sînt măsuri ale gradului de dezorganizare ale unui sistem [6], [12] şi ele apar ca estimaţii ale măsurii dezordinii în aceste sisteme. Valorile-limită ale acestor măsuri pot fi obţinute uşor astfel: dacă $p_1 = p_2 = \ldots = p_n = \frac{1}{n}$, adică cînd sistemul este total dezorganizat (omogenitate completă), din (1) rezultă că H are valoarea maximă $H_{max} = \log n$ şi din (5) rezultă $\varepsilon = \varepsilon_{min} \frac{1}{n}$.

Dacă o stare are $p_i = 1$ şi toate celelelalte au $p_j = 0$, $i \neq j$, adică sistemul este total organizat (grad maxim de ordine), atunci H este minim, $H_{min} = 0$, iar ε maxim şi $\varepsilon_{max} = 1$.

În consecinţă, H şi ε au o evoluţie inversă, H descrescînd de la $\log n$ la zero ($0 \leqslant H \leqslant \log n$), pe măsură ce organizarea sistemului creşte, în timp ce în acelaşi caz ε creşte de la $\frac{1}{n}$ la 1 $\left(\frac{1}{n} \leqslant \varepsilon \leqslant 1\right)$. Aceasta implică că una din cele mai importante legi, legea frecvenţei cutremurelor în raport cu magnitudinea, exprimă existenţa unor regularităţi în producerea acestora, dar acestea au un caracter specific stohastic (vezi secţiunea ultimă a lucrării).

Ordinea şi dezordinea în producerea cutremurelor sînt astfel corelative în raport cu variabila considerată M. De aceea apare ca necesară cunoaşterea lui H şi ε pentru seriile de cutremure pentru care sînt acceptate ca valabile anumite legi ale frecvenţei în raport cu M.

3. ENTROPIA INFORMAŢIONALĂ A SERIILOR DE CUTREMURE

Avînd în vedere formulele secţiunii precedente, vom estima entropia relativ la variabila aleatoare M. Pentru aceasta vom admite ca date unele tipuri de relaţii frecvenţă-magnitudine, cu densităţile de probabilitate corespunzătoare cunoscute [11].

3.1. LEGEA FRECVENŢĂ-MAGNITUDINE $G-R$ (distribuţia exponenţială negativă a magnitudinii, modelul lui Utsu)

În acest caz presupunem că cutremurele din seria dată Cj sînt independente, cu eroarea în determinarea magnitudinii neglijabilă, şi verifică relaţia

$$N(M)\,\mathrm{d}M = 10^{a-bM}\,\mathrm{d}M, \tag{7}$$

unde $N(M)\,\mathrm{d}M$ este numărul cutremurelor cu magnitudinea cuprinsă între M şi $M + \mathrm{d}M$ (fig. 1).

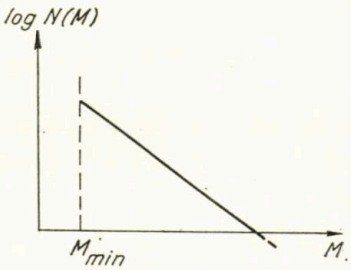


Fig. 1. — Legea de frecvenţă $G-R$ (modelul lui Utsu).

Modelul statistic corespunzător este modelul Utsu, care corespunde repartiţiei exponenţiale negative a magnitudinii cu densitatea de probabilitate $P(M)$:

$$P(M)\,\mathrm{d}M = \begin{cases} \beta\, \mathrm{e}^{-\beta(M-M_1)}\,\mathrm{d}M, & M_1 \leqslant M \leqslant \infty, \\ 0, & \text{în afară}, \end{cases} \tag{8}$$

unde

$$\beta = \frac{b}{\log \mathrm{e}},$$

şi, dacă $\hat{b}$ este o estimată a lui b, avem

$$\hat{b} = \frac{\log \mathrm{e}}{\overline{M} - M_1} \quad \text{şi} \quad \hat{\beta} = \frac{\hat{\mathrm{b}}}{\log \mathrm{e}}, \tag{9}$$

unde $\overline{M}$ este estimaţia, ca medie aritmetică, a aşteptării $E(M)$, iar M_1 magnitudinea minimă în seria considerată.

Dacă $\hat{H}$ este o estimaţie a lui H şi $M \geqslant M_1$, atunci, conform cu (3), avem

$$H = -\beta \int_{M_1}^{\infty} \mathrm{e}^{-\beta(M-M_1)} \log\left(\beta\, \mathrm{e}^{-\beta(M-M_1)}\right) \mathrm{d}M =$$

$$= -\beta \log \beta \cdot \mathrm{e}^{\beta M_1} - \beta^2 \log \mathrm{e} \cdot M_1\, \mathrm{e}^{\beta M_1} \int_{M_1}^{\infty} \mathrm{e}^{-\beta M}\,\mathrm{d}M + \beta^2\, \mathrm{e}^{\beta M_1} \int_{M_1}^{\infty} M\, \mathrm{e}^{-\beta M}\,\mathrm{d}M$$

şi după cîteva calcule simple se obţine

$$\hat{H} = \log \frac{e}{\hat{\beta}} = \log [(\overline{M} - M_1)\, e]. \tag{10}$$

Pe de altă parte, relaţia (3) arată că entropia unui sistem este media logaritmului probabilităţilor :

$$H = E\,[-\log\ P(M)]\ - \log (\Delta M), \tag{11}$$

adică

$$\hat{H} = E\{-\log[\hat{\beta} e^{-\hat{\beta}(M-M_1)}]\} = -\log \hat{\beta} + \hat{\beta}(\overline{M} - M_1) \log e = \log [(\overline{M} - M_1)e] \tag{12}$$

şi deci se obţine aceeaşi estimaţie a entropiei ca în formula (10). Dacă este folosită relaţia $G - R$ (7), se obţine analog expresia pentru estimaţia $\hat{H}$. Avem

$$p(M)\, dM = \frac{N(M)}{n}\, dM = \frac{1}{n}\, e^{\alpha - \beta M}\, dM, \tag{13}$$

unde $\alpha = \dfrac{a}{\log e}$ iar n este numărul total al cutremurelor din seria considerată.

Atunci se obţine

$$\hat{H} = E(-\alpha \log e + \hat{\beta}\overline{M} \log e + \log n) = \log n - a + \hat{b}\overline{M} = \log \frac{e}{\hat{\beta}}, \tag{14}$$

deoarece

$$n = \int_{M_1}^{\infty} e^{\alpha - \beta M}\, dM = \frac{e^{\alpha}}{\beta}\, e^{-\beta M_1} \tag{15}$$

şi deci aceeaşi formulă (12). Rezultă imediat

$$b = e\ 10^{-H} \log e. \tag{15'}$$

3.2. MODELUL LUI OKADA. LEGEA FRECVENŢĂ-MAGNITUDINE $G-R$

Al doilea model care satisface relaţia lui Gutenberg-Richter este modelul lui Okada [5], care este reprezentat în figura 2. În lucrarea lui Okada, acest model este analizat detaliat şi unele rezultate noi obţinute au fost verificate şi aplicate în cazul cutremurelor superficiale din Japonia.

În acest model, i la valori de la 1 la s, $s < n$ şi $M_s < M_n = M_{max}$. M_s este cea mai mică margine superioară a magnitudinii sau supremul magnitudinii şi nu coincide cu M_{max}. Din punct de vedere strict teoretic, nici la stînga graficului frecvenţă-magnitudine M_1 nu este riguros M_{min} (deoarece pot exista cutremure cu $M \leqslant M_1$ şi de aceea M_1 este numit

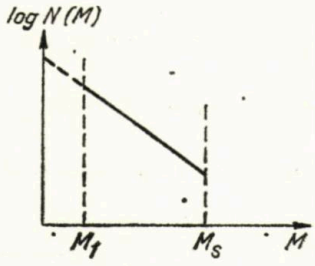


Fig. 2. — Legea de frecvenţă $G-R$ (modelul lui Okada).

cea mai mare margine inferioară a magnitudinii). Deoarece aici nu se fac alte supoziţii la stînga graficului, M_1 va fi considerat totuşi ca M_{min} al seriei de cutremure.

În [5] se determină intervalul de magnitudine al cutremurelor într-o selecţie de cutremure care satisfac (7) şi se arată că M_s pentru această selecţie este în vecinătatea supremului intervalului de magnitudine, unde legea lui Gutenberg-Richter este satisfăcută.

În cazul acestui model, densitatea de probabilitate a magnitudinii $P(M)$ satisface

$$P(M)\,\mathrm{d}M = \begin{cases} \dfrac{\beta\, e^{-\beta M}}{e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s}}\,\mathrm{d}M, & M_1 \leqslant M \leqslant M_s, \\ 0, & \text{în afară,} \end{cases} \tag{16}$$

şi unde relaţia (7) este valabilă pentru $M_1 \leqslant M \leqslant M_s$.

În acest caz poate fi arătat uşor că estimata $\overline{M}$ a lui $E(M)$ are expresia

$$\overline{M} = \frac{1}{\hat{\beta}} + \frac{M_1 e^{-\hat{\beta}M_1} - M_s e^{-\hat{\beta}M_s}}{e^{-\hat{\beta}M_1} - e^{-\hat{\beta}M_s}}. \tag{17}$$

Deci

$$H = -\int_{M_1}^{M_s} \left[\frac{\beta\, e^{-\beta M}}{e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s}} \log \frac{\beta\, e^{-\beta M}}{e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s}} \right] \mathrm{d}M, \tag{18}$$

expresie care după cîteva calcule devine

$$H = -\log \frac{\beta}{e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s}} + \left[\frac{M_1 e^{-\beta M_1} - M_s e^{-\beta M_s}}{\beta (e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s})} + \frac{1}{\beta^2} \right] \beta^2 \log e \tag{19}$$

și, ținînd seama de (17), obținem

$$H = \log \frac{e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s}}{\beta} + \beta E(M) \log e \tag{20}$$

sau

$$H = \log \frac{e^{-\beta M_1}[1 - e^{-\beta(M_s - M_1)}]}{\beta} + b E(M) =$$

$$= \beta M_1 \log e - \log \beta + \log [1 - e^{-\beta(M_s - M_1)}] + E(M) \log e,$$

și, deoarece se poate arăta că

$$1 - e^{-\hat{\beta}(M_s - M_1)} = \frac{\hat{\beta}(M_s - \overline{M}_1)}{1 + \hat{\beta}(M_s - \overline{M})}, \tag{21}$$

se obține pentru estimația lui H expresia

$$\hat{H} = \hat{b}(\overline{M} - M_1) - \log \frac{\hat{b}(M_s - \overline{M})/\log e + 1}{M_s - M_1}. \tag{22}$$

În relația (22), M_1, M_s, $\overline{M} = \frac{1}{s}\sum_{i=1}^{s} N(M_i) M_i$ și $\hat{H}$ fiind cunoscuți, se poate determina ușor valoarea lui $\hat{b}$.

Se poate vedea totodată că relația (20) se poate scrie

$$\hat{H} = \log (s/e^{\alpha}) + \hat{\beta}\overline{M} = \log s - a + \hat{b}\overline{M},$$

unde $\overline{M}$ este dat în formula (17), iar $\alpha = a/\log e$.

Formula (22), care dă estimația entropiei H obținută aici, este echivalentă (exceptînd o constantă) cu rezultatul dat în [9], dar este susceptibil de aplicat mai ușor în calculele practice, deoarece este exprimată în mărimi date directe de observații.

Dacă în (22) $M_s = M_{\max}$, rezultă

$$\hat{H} = \hat{b}(\overline{M} - M_{\min}) - \log \frac{\hat{b}(M_{\max} - \overline{M})/\log e + 1}{M_{\max} - M_{\min}}. \tag{23}$$

3.3. LEGEA FRECVENȚĂ-MAGNITUDINE LOGNORMALĂ

Legea de distribuție lognormală a magnitudinii cutremurelor a fost considerată ca lege mai generală și poate să fie aplicabilă în cazul extrapolării la stînga în domeniul claselor de magnitudine mici. Ulterior

a fost analizată şi aplicată în [8]—[10]. Dacă magnitudinea seriei de cutremure urmează legea de distribuţie lognormală, relaţia frecvenţă-magnitudine are forma

$$\log N(\log M)\,\mathrm{d}(\log M) = [a + b\log M - c\log^2 M]\,\mathrm{d}(\log M) \tag{24}$$

sau

$$N(M)\,\mathrm{d}M = \frac{1}{M}\exp\,[a' + b\ln M - c'\ln^2 M]\,\mathrm{d}M, \tag{25}$$

unde

$$a' = a/\log \mathrm{e} \quad \text{şi} \quad c' = c\log \mathrm{e}, \tag{26}$$

iar densitatea de probabilitate a magnitudinii M, $P(M)$ satisface

$$P(M)\,\mathrm{d}M = \frac{\mathrm{d}M}{M\sigma_{\ln}\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{(\ln M - \ln\gamma)^2}{2\sigma_{\ln}^2}\right] \tag{27}$$

sau

$$P(M)\,\mathrm{d}M = \frac{1}{nM}\exp\,[a' + b\ln M - c'\ln^2 M]\,\mathrm{d}M, \tag{27'}$$

unde n este numărul total de cutremure din seria considerată.

În [8] s-a arătat că

$$\mathrm{e}^{a'} = n\,\mathrm{e}^{-\frac{b^2}{4c'}}/\sigma_{\ln}\sqrt{2\pi}, \tag{28}$$

$$\log\,\gamma = \overline{\log \mathrm{M}} = \frac{1}{n}\sum N(\log M)\log M, \tag{29}$$

$$\sigma_{\ln}^2 = \frac{1}{2c'}; \quad \sigma_{\log}^2 = \frac{\log \mathrm{e}}{2c}; \quad \ln\gamma = \frac{\log\gamma}{\log \mathrm{e}}; \quad \sigma_{\ln} = \frac{\sigma_{\log}}{\log \mathrm{e}}, \tag{30}$$

de unde rezultă imediat şi valorile corespunzătoare ale lui a, b şi c.

Entropia sistemului cu stările magnitudinale M_i poate fi calculată uşor după (11), ţinînd seama de expresia lui $P(M)$ dată de (27'):

$$H = E[-a - b\log M + c\log^2 M + \log(nM)] =$$

$$= b^2/4c + \log(\sigma_{\ln}\sqrt{2\pi}) + (1 - b)\log\gamma + c\,E(\log^2 M),$$

ţinîndu-se seama de formulele de mai sus. După cîteva transformări se obţine uşor expresia entropiei H:

$$H = \frac{b}{2c} + \log\left(\sigma_{\ln}\sqrt{2\pi e}\right) \tag{31}$$

sau

$$H = \frac{1}{2}\left[\frac{b}{c} + \log\frac{\pi e}{c\log e}\right]. \tag{32}$$

Această expresie se poate obţine şi altfel din (27):

$$H = E[-\log P(M)] = E\left[\log\left(M\sigma_{\ln}\sqrt{2\pi}\right) + \frac{\log e}{2\sigma_{\ln}^2}\ln^2 M - \right.$$

$$\left. - \frac{\log e}{\sigma_{\ln}^2}\ln M \ln\gamma + \frac{\log e}{2\sigma_{\ln}^2}\ln^2\gamma\right] = \overline{\log M} + \log\left(\sigma_{\ln}\sqrt{2\pi e}\right).$$

3.4. RELAŢIA FRECVENŢĂ-MAGNITUDINE LOG $N = a + bM - CM^2$

Această relaţie a fost utilizată în [13] în studiul frecvenţei cutremurelor de pe glob, unde este arătat că relaţia

$$\log N(M) = a + bM - cM^2 \tag{33}$$

aproximează mai bine frecvenţele cutremurelor observate decît relaţia lui Gutenberg-Richter. Pentru calculul entropiei în acest caz, vom determina densitatea de probabilitate în felul următor.
Avem

$$N(M)\,\mathrm{d}M = \mathrm{e}^{a'+b'M-c'M^2}\,\mathrm{d}M, \tag{34}$$

$$a' = a/\log e, \qquad b' = b/\log e, \qquad c' = c/\log e,$$

care se mai poate scrie

$$N(M)\,\mathrm{d}M = \left[\exp\left(a' + \frac{b'^2}{4c'}\right)\right]\exp\left[-c'\left(M - \frac{b'}{2c'}\right)^2\right]\mathrm{d}M. \tag{35}$$

Numărul total n de cutremure din seria considerată va fi

$$n = \int_{-\infty}^{+\infty} N(M)\,\mathrm{d}M = \sqrt{\pi/c}\,\exp\,(a' + b'^2/4c'), \tag{36}$$

iar densitatea de probabilitate va fi

$$P(M)\,\mathrm{d}M = \sqrt{c'/\pi}\ \mathrm{e}^{-\,c'(M-b'/2c')^2}\,\mathrm{d}M. \tag{37}$$

Dacă în (37) punem

$$\sigma_M^2 = \frac{1}{2c'},$$

unde σ_M^2 este dispersia lui M, relaţia (37) devine

$$P(M)\,\mathrm{d}M = \frac{1}{\sigma_M\sqrt{2\pi}}\ \exp\left[-\frac{1}{2\,\sigma_M^2}\left(M - \frac{b'}{2c'}\right)^2\right]. \tag{38}$$

Aceasta este tocmai densitatea de probabilitate a repartiţiei normale a magnitudinii în cazul relaţiei frecvenţă-magnitudine (33).

În acest mod rezultă noi formule de calcul ale coeficienţilor a, b, c, astfel :

$$\overline{M} = \frac{b'}{2c'} = \frac{b}{2c} \tag{39}$$

$$\sigma_M = \frac{1}{\sqrt{2c'}} = \sqrt{\log \mathrm{e}/2c} \tag{40}$$

sau

$$\hat{b} = \frac{\overline{M}\log \mathrm{e}}{\hat{\sigma}_M^2} = \frac{\overline{M}\log \mathrm{e}}{\overline{M^2} - (\overline{M})^2}, \qquad \overline{M} = \frac{1}{n}\sum N(M)\,M, \tag{41}$$

$$\hat{c} = \frac{\log \mathrm{e}}{2\hat{\sigma}_M^2} = \frac{\log \mathrm{e}}{2[\overline{M^2} - (\overline{M})^2]}, \overline{M^2} = \frac{1}{n}\sum M^2\,N(M). \tag{42}$$

Formulele (41) şi (42) obţinute permit calculul coeficientului b şi c direct, fără folosirea metodei celor mai mici pătrate, şi reprezintă estimaţii ale acestor coeficienţi aşa cum au fost date şi pentru alte legi ale frecvenţei magnitudinilor [8]. Entropia informaţională are în acest caz expresia

$$H = E\left\{-\log\left[\frac{1}{\sigma_M\sqrt{2\pi}}\exp\left[-(M-\overline{M})^2\right]\right]\right\} = \log\left[\sigma_M\sqrt{2\pi\mathrm{e}}\right]$$

sau, folosind (40) şi (42),

$$H = \log\sqrt{\frac{\pi\,\mathrm{e}\log \mathrm{e}}{c}}, \tag{43}$$

de unde estimația lui H :

$$\hat{H} = \sqrt{2\pi e}\,[\overline{M^2} - (\overline{M})^2]^{1/2}. \tag{44}$$

4. ENERGIA INFORMAȚIONALĂ A SERIILOR DE CUTREMURE

Pentru seria dată de cutremure $\{Cj\}$ vom da, ca și în secțiunea precedentă, expresiile energiei informaționale pentru diferite tipuri de repartiție a magnitudinii.

4.1. MODELUL LUI UTSU

În acest caz, densitatea de probabilitate a lui M, pentru $M_1 \leqslant M \leqslant \infty$, are expresia dată de (8) și, ținînd seama de (6), avem

$$\varepsilon = \int_{M_1}^{\infty} \beta^2 e^{-2\beta(M-M_1)}\, dM = \frac{1}{2}\,\beta = \frac{b}{2 \log e}. \tag{45}$$

Dacă $\hat{b}$ este o estimată a lui b, atunci estimația $\hat{\varepsilon}$ a lui ε este

$$\hat{\varepsilon} = \hat{b}/2 \log e = \frac{1}{2(\overline{M} - M_1)}. \tag{46}$$

Pe altă parte, cum

$$\varepsilon = \sum_{M \geqslant M_1} p^2(M) = \sum_{M \geqslant M_1} \left(\frac{(N(M)}{n}\right)^2,$$

rezultă că

$$\hat{b} = \frac{2 \log e}{n^2} \sum_{M \geqslant M_1} N^2(M). \tag{47}$$

4.2. MODELUL LUI OKADA

După cum s-a arătat mai sus, în acest model legea frecvență-magnitudine a lui $G - R$, $N(M)\,dM = 10^{a-bM}\,dM$ este presupusă admisă pentru $M_1 \leqslant M \leqslant M_s$, cu densitatea de probabilitate a lui M dată de (16). Energia informațională a seriei de cutremure în acest caz va fi

$$\varepsilon = \int_{M_1}^{M_s} \frac{\beta^2 e^{-2\beta M}\, dM}{(e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s})^2} = (e^{2\alpha}/2\ \beta\ s^2)\ (e^{-2\beta M_1} - e^{-2\beta M_s}), \tag{48}$$

unde $s \left(= \sum_{i=1}^{s} N(M_i) \right)$ este dat de

$$s = \frac{e^{\alpha}}{\beta} (e^{-\beta M_1} - e^{-\beta M_s}). \tag{49}$$

Este uşor de observat că pentru $M_s \to \infty$ relaţia (48) devine (45), ceea ce era de aşteptat. Deoarece expresia lui ε dată de (48) este dificilă de aplicat în practică, o vom transforma într-o formulă uşor calculabilă în cazul aplicării la o serie dată de cutremure.

Introducînd (49) în (48) şi efectuînd unele calcule, se obţine

$$\varepsilon = \frac{\beta}{2} \frac{1 + e^{-\beta(M_s - M_1)}}{1 - e^{-\beta(M_s - M_1)}}. \tag{50}$$

Se poate arăta după cîteva transformări că

$$1 + e^{-\beta(M_s - M_1)} = \frac{\beta(M_1 + M_s - 2\overline{M}) + 2}{\beta(M_s - \overline{M}) + 1} \tag{51}$$

şi

$$1 - e^{-\beta(M_s - M_1)} = \frac{\beta(M_s - M_1)}{\beta(M_s - \overline{M}) + 1}, \tag{52}$$

unde $\overline{M} \left[= \frac{1}{s} \sum_{i=1}^{s} N(M_i) M_i \right]$ este dat de (17). Se obţine astfel în final

$$\hat{\varepsilon} = \frac{(M_1 + M_s - 2\overline{M}) \hat{\beta} + 2}{2(M_s - M_1)}. \tag{53}$$

Dacă în acest model, pentru o serie de cutremure dată, poate fi considerat că $M_s = M_{\max}(M_n)$, relaţia (53) devine

$$\hat{\varepsilon} = \frac{(M_{\min} + M_{\max} - 2\overline{M}) \hat{\beta} + 2}{2(M_{\max} - M_{\min})} \tag{54}$$

şi, cum $\varepsilon = \frac{1}{s^2} \sum_{i=1}^{s} N^2(M_i)$, obţinem o nouă estimaţie a lui b :

$$\hat{b} = 2 \frac{\left[(M_{\max} - M_{\min}) \frac{1}{s^2} \sum_{i=1}^{s} N^2(M_i) - 1 \right] \log e}{M_{\min} + M_{\max} - \frac{2}{s} \sum_{i=1}^{s} M_i N(M_i)}. \tag{55}$$

4.3. RELAȚIA FRECVENȚĂ-MAGNITUDINE $\log N = a + b \log M - c \log^2 M$

În acest caz, ținînd seama de (27'), avem

$$\varepsilon = \int_0^{\infty} \frac{1}{n^2 M^2} e^{-2(a' + b \ln M - c' \ln^2 M)} \, dM \tag{56}$$

și, punînd $\ln M = x$, obținem

$$\varepsilon = \frac{e^{2a'}}{n^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-(2c' x^2 - (2b - 1) x)\right] dx =$$

$$= \frac{e^{2a'}}{n^2} e^{\frac{(2b-1)^2}{8c'}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\left(\sqrt{2c'}\, x - \frac{2b - 1}{2\sqrt{2c'}}\right)^2\right] dx. \tag{57}$$

După o nouă schimbare de variabilă $\sqrt{2c'}\, x - \frac{2b - 1}{2\sqrt{2c'}} = u$ și efectuarea integrării, relația (57) devine

$$\varepsilon = \frac{e^{2a'} \sqrt{\pi}}{n^2 \sqrt{2\, c'}} e^{\frac{(2b-1)^2}{8c'}} \tag{58}$$

și, înlocuind pe n^2 din (28), rezultă

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{c'}{2\pi}} \exp\left(\frac{1 - 4\, b}{8\, c'}\right) \tag{59}$$

sau, într-o formă aplicabilă practic,

$$\log \varepsilon = \frac{1 - 4\, b}{8\, c} + \frac{1}{2} \log \frac{c \log e}{2\, \pi}. \tag{60}$$

Pe de altă parte, ținînd seama de estimațiile lui b și c date de (29) și (30), expresia energiei informaționale este

$$\log \varepsilon = \frac{\sigma_{\log}^2}{4 \log e} - \overline{\log M} + \log \frac{\log e}{2 \sqrt{\pi}\, \sigma_{\log}}. \tag{61}$$

În lucrarea [8] este arătat că magnitudinea medie $\widetilde{M}$ a seriei de cutremure pentru care relația (24) este satisfăcută are expresia

$$\widetilde{M} = \gamma\, e^{\frac{\sigma_{\ln}^2}{2}} = \exp\left(\frac{2b + 1}{4\, c \log e}\right), \tag{62}$$

care ne conduce la o altă expresie a lui ε :

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\left[\log \frac{\widetilde{M}\, c \log e}{2\pi} - 3\overline{\log M}\right]. \tag{63}$$

Pentru cazuri practice, este indicat să se aplice formula (61), care este mult mai uşor de calculat.

4.4. RELAŢIA FRECVENŢĂ-MAGNITUDINE $\log N = a + bM - cM^2$

Expresia energiei informaţionale în acest caz este, ţinînd seama de (38) şi (39),

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi\sigma_M^2}\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\left(\frac{M-\overline{M}}{\sigma_M}\right)^2\right] dM \tag{64}$$

şi, punînd $\dfrac{M-\overline{M}}{\sigma_M} = u$, obţinem

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi\sigma_M}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2}\, du = \frac{1}{2\sigma_M\sqrt{\pi}}$$

sau, ţinînd seama de (40) şi (41),

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{c}{2\pi \log e}} \tag{65}$$

şi estimaţia lui ε va fi

$$\hat{\varepsilon} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\,[\overline{M^2} - (\overline{M})^2]^{1/2}}. \tag{66}$$

4.5. APLICAŢIE

Extimarea coeficientului b pentru roiul de cutremure de la Matsushiro (1965—1967), Japonia. După cum a fost arătat în [5], repartiţia magnitudinii cutremurelor acestui roi este dată de relaţia (16), iar coeficientul b a fost estimat egal cu 0,9.

Aplicînd, de exemplu, formula (54) sau (55) pentru $n = 230$, $\overline{M} = 4{,}33$, $N^2(M) = 7{,}120$, $M_1 = 3{,}95$, $M_s = 5{,}45$ şi $\varepsilon = 0{,}1346$, rezultă pentru b estimata $\hat{b} = 0{,}93$, care coincide cu valoarea dată în [5].

5. UNELE INTERPRETĂRI ŞI DISCUŢII GENERALE

Vom prezenta în această parte a lucrării consideraţii şi interpretări ale caracteristicilor informaţionale aplicate seriilor de cutremure ca sisteme de evenimente aleatoare.

Această problemă are implicaţii mult mai adînci, de ordin general, şi este direct legată de evoluţia sistemelor (structurilor) în natură. După cum am arătat în secţiunea a doua, H şi ε sînt măsuri care estimează dezordinea în desfăşurarea sistemelor.

Dezordinea este opusă ordinii. Ultima reprezintă un mod de structurare a unui sistem după legi determinate (în spaţiu şi timp). Un sistem este supus ordinii dacă toate elementele sînt legate prin dependenţe stricte unul de altul şi există o subordonare riguroasă a funcţiilor din subsisteme, iar întregul sistem funcţionează după un algoritm riguros determinat.

În sistemele cu o ordine strictă, subsistemele nu au alternative în comportare ; funcţiile lor fiind strict determinate, se exclude orice autonomie şi au loc o concentrare şi o grupare în jurul unor stări preferenţiale. Sistemul este caracterizat astfel printr-o regularitate în comportarea lui (o formă a acesteia este periodicitatea, ciclicitatea etc.).

Dezordinea este opusă din punctul de vedere al dezvoltării ordinii şi se caracterizează printr-o mulţime de alternative în comportarea elementelor sau a subsistemelor (stărilor) sistemului, prin lipsa unor legături rigide şi prin caracterul de neregularitate al relaţiilor interne dintre elementele sistemului. Apare astfel ca fundamentată ideea de structură probabilistă în sistemele guvernate de dezordine.

Aşadar, dezordinea apare ca strîns legată de acţiunea legilor probabiliste şi stohastice în comportarea sistemului. Cum dezordinea care se observă în sisteme aleatoare este rezultatul neregularităţii, autonomiei, omogenităţii şi alternativelor, în comportarea elementelor rezultă că ideea de probabilitate este strîns legată de cea de dezordine.

Existenţa unei legi probabiliste, cum ar fi aceea care ar exprima neregularitatea, neciclicitatea, nu implică faptul că nu ar exista nici o regularitate în sistemele probabiliste, ci numai una stohastică, care este necesară oricărui sistem probabilist.

O reprezentare despre o dezordine absolută într-un sistem de evenimente-cutremure ar implica că tipul de relaţii de dependenţă dintre stări s-ar caracteriza prin probabilitatea egală a tuturor stărilor magnitudinale. Pentru aceste serii de cutremure ca sisteme stohastice, iregularitatea exprimată prin neciclicitate (neperiodicitate) ne arată că nu există nici o ciclicitate, ci doar una stohastică.

Ordinea absolută şi dezordinea absolută sînt două cazuri-limită ale structurilor posibile ale organizării sistemelor. Ordinea absolută apare de obicei în structuri riguros determinate ale sistemelor fără orice fel de autonomie, în timp ce dezordinea absolută este specifică structurii sistemului probabilist cu subsisteme independente care au atins omogenitatea absolută şi sînt toate egale în sens probabilist. Aceste cazuri-limită se realizează în natură destul de rar şi sînt mai degrabă o idealizaţie a noastră despre sistemele reale (tabela 1). În natură, majoritatea sistemelor reale se situează pe intervalul dintre cele două cazuri-limită, ordinea şi dezor-

Tabela 1

Variaţia lui H şi ε între cazurile-limită

ENERGIA INFORMAŢIONALĂ ε		
Starea-limită		Starea-limită
Dezorganizare totală Omogenitate completă Nici o stare preferenţială Maximum de neregularităţi Nici o ciclicitate (periodicitate) Autonomie completă	$E_{min} = \frac{1}{n} \cdots E_{max} = 1$ $\cdot \frac{\text{Stări intermediare}}{\text{Stări reale ale sistemelor de evenimente-cutremure}} \cdot$ $H_{max} = \log_n \ldots H_{min} = 0$	Ordine maximă Totală organizare Legi deterministe Regularitate absolută Ciclicitate (periodicitate) Stare preferenţială Nici o autonomie
ENTROPIA INFORMAŢIONALĂ H		

dinea elementelor existînd împreună în sisteme, ele fiind corelative şi reprezentînd pentru sisteme proprietăţi relative (o analiză mai generală a acestor concepte este dată în [15]).

Existenţa celor două caracteristici de ordine şi dezordine în sisteme cu structură stohastică, ca sistemele de evenimente-cutremure, demonstrează pe plan teoretic posibilitatea principală a predicţiei cutremurelor (ciclicitate, periodicitate, cvasiperiodicitate etc.).

Aceasta rezultă şi din faptul că ordinea şi dezordinea — caracteristici obiective — sînt laturi în interacţiune şi se presupun una pe alta în sistemele reale. În primă aproximaţie, tocmai efectul ordinii în sisteme probabiliste asigură posibilitatea reală a predicţiei, în timp ce componenta dezordine determină mărimea incertitudinii în predicţie. Raportul dintre aceste două componente poate varia în limite largi pentru diferite zone seismice sau tipuri de serii de cutremure.

Ca un exemplu concret în predicţia cutremurelor sînt lucrările [2], [4], unde au fost puse în evidenţă anumite regularităţi (ciclicităţi şi cvasiperiodicităţi) în producerea cutremurelor puternice cu un grad de probabilitate dat (aici se manifestă influenţa dezordinii). Modelele lor de predicţie arată că pe fondul general al dezordinii şi întîmplării s-au pus în evidenţă legi de regularitate care conduc la posibilitatea efectivă a predicţiei, cu reflectarea acţiunii componentei caracterizate prin trăsătura ordine.

Analog, diferitele legi ale frecvenţei cutremurelor (în raport cu magnitudinea) reflectă diferite grade ale structurii probabiliste a producerii cutremurelor, iar coeficientul b ($\log N = a - bM$) poate fi atunci interpretat ca măsură a gradului de dezordine a sistemului (în afară de o constantă)

Cum creşterea şi, analog, descreşterea dezordinii sînt legate de tendinţa elementelor spre omogenitate (frecvenţe egale a stărilor magnitudinale), spre înlăturarea diferenţelor pregnante dintre subsisteme (stări) şi spre lipsa unor direcţii predominante (preferenţiale) în evoluţia lor, atunci această dezordine are o măsură cantitativă care este funcţia

de probabilitate, entropia H (sau ε), şi care constituie o concepţie generalizată despre estimarea dezordinii (cum H şi ε sînt mărimi care variază invers pe măsura organizării sau dezorganizării unui sistem, vom folosi mai jos numai conceptul entropie).

Un aspect important al problemei îl constituie raportul dintre entropie şi informaţie. După cum am văzut, gradul de organizare al sistemului se desfăşoară în sens contrar cu direcţia entropiei. Cînd entropia este maximă, $H_{max} = \log n$, nu se mai poate spune nimic despre sistem, toate stările lui de probabilitate sînt egale şi el nu produce nici un fel de informaţie. Aşadar, creşterea organizării sistemului se poate măsura prin entropia negativă, numită negentropie, sau prin echivalentul ei informaţie.

Variaţia informaţiei este astfel opusă celei a entropiei. Entropia este măsura dezorganizării sistemului, iar informaţia a organizării şi a ordinii acestuia. Rezultă deci că maximum de probabilitate înseamnă totodată minimum de informaţie şi invers, aceasta deoarece intuitiv cantitatea de informaţie poate fi înţeleasă ca echivalentă cu cantitatea de surpriză. Astfel, dacă mesajul transmite realizarea unui eveniment neaşteptat şi deci cu probabilitate foarte mică, să zicem 0,01, atunci cantitatea de informaţie, surpriza, este foarte mare. Aşadar, creşterea numărului stărilor posibile ale sistemului înseamnă creşterea entropiei şi o descreştere a informaţiei.

Un raţionament analog se poate face şi pentru energia informaţională. Această caracteristică informaţională a fost numită energie, datorită formei sale pătratice şi faptului că creşterea în predominarea unei stări asupra alteia, pe măsură ce organizarea unui sistem creşte, reprezintă un sistem energetic marcat, şi o valoare mai mare a lui ε corespunde la ceea ce numim un sistem cu o energie mai înaltă.

ε este tot o măsură cantitativă a gradului de organizare sau de dezorganizare a sistemelor de evenimente. Ea măsoară gradul de concentrare al fenomenelor în jurul unei singure stări. Astfel, cînd toate stările au frecvenţe egale, adică nu are loc nici o concentrare în vreuna dintre stări, respectiv o organizare în jurul unei anumite stări, atunci $\varepsilon = \varepsilon_{min}$. Creşterea concentrării conduce la creşterea lui ε şi, cînd ea este maximă, adică sistemul este organizat maxim (concentrat în jurul unei stări), atunci $\varepsilon = \varepsilon_{max}$.

6. EFICIENŢA UTILIZĂRII LUI H ŞI ε PENTRU SERIILE DE CUTREMURE

După cum s-a arătat mai sus, entropia şi energia informaţională sînt măsuri cantitative (obiective) ale gradului de dezordine în sisteme cu structuri stohastice şi mărimea lor este determinată de probabilităţile stărilor acestor sisteme.

Dar, din punctul de vedere al analizei caracteristicilor informaţionale ale seriilor de cutremure, stările cu frecvenţe mari (valori mici ale lui M) nu prezintă o importanţă practică de aceeaşi valoare ca stările magnitudinale cu frecvenţe relativ mici şi mici (cazul cutremurelor puternice şi foarte puternice). În acest caz, o stare (eveniment) cu o mică probabilitate poate avea o importanţă mare în funcţie de un scop determinat şi invers. Un astfel de eveniment poate avea o utilitate sau o prioritate deo-

sebită pentru sistem, independentă de probabilitatea lui obiectivă de producere. Această utilitate este întotdeauna raportată la un scop dat. Introducerea conceptului de utilitate (prioritate) a fost folosită în diferite domenii [1] și el reprezintă teoretic un concept subiectiv (dar cel mai obiectiv în funcție de scopul dat).

Utilitatea este un număr real nenegativ, care exprimă faptul că un eveniment (o stare) cu probabilitate mare, dar neutil, are o contribuție mică la informația totală, iar unul cu o probabilitate mică, dar cu importanță mare (în raport cu scopul dat), are o contribuție majoră.

Fie evenimentele-cutremure cu stările magnitudinale $M_1, \ldots, M_n$, cu probabilitățile $p(M_1), \ldots, p(M_n)$ și utilitățile $u_1, \ldots, u_n$. Informația corespunzătoare stării M_i, avînd probabilitatea p_i și utilitatea u_i, este [1]

$$I_i = I(u_i, p_i) = -u_i \log p_i \quad (i = 1, 2, \ldots, n) \tag{67}$$

și ea se produce cu aceeași probabilitate p_i. Media informației corespunzătoare întregului sistem va fi atunci

$$I = \sum_{i=1}^{n} p_i I_i = \sum_{i=1}^{n} p_i I_i(u_i, p_i) = -\sum_{i=1}^{n} u_i p_i \log p_i. \tag{68}$$

Absența unui scop implică absența măsurii de utilitate, iar dacă $u_1 = u_2 = \ldots u_n = 1$, relația (68) devine (1), adică tocmai entropia lui Shanon. Dacă toți $u_i = 0$, atunci $I = 0$, dar $H \neq 0$ dacă $0 \leqslant p_i \leqslant 1$, iar dacă $H = 0$, atunci din (68) rezultă că și $I = 0$. Analog se poate aplica utilitatea u și în cazul energiei informaționale. În seismologie aceste utilități sînt legate în principal de întocmirea hărților de activitate seismică și a hărților cu $M_{\max}$ sau $K_{\max}$ (log E max, joule).

Cutremurele cu $M_{\max}$ au o probabilitate mică, dar o importanță mare, și, pentru a ține seama de acest fapt, în (68) trebuie date valori corespunzătoare lui u_i. Practic, deoarece utilitatea depinde de scop, u_i pot lua diferite valori constante și, pentru $M_{\max}$, $u_{\max}$ poate fi egal cu $\frac{1}{N^2(M_{\max})}$ sau $u_i = f(a_{\max}) = \text{const}$, unde $a_{\max}$ este valoarea maximă observată a efectului seismic la suprafața Pămîntului pentru cutremurele cu $M = M_{\max}$ (intensitatea macroseismică maximă) etc.; analog, $u_i = f(a_i)$ sau $u_i = \frac{1}{N^2(M_i)}$ sau $u_i = \frac{1}{N^i(M_i)}$ etc.

În acest mod pot fi construite hărți ale caracteristicilor informaționale în raport cu diferite scopuri, în care utilitățile respective au un rol considerabil din punctul de vedere al eficienței practice. Aceste hărți pot fi numite hărți de seismicitate informațională în raport cu parametrul H sau ε.

Ele vor avea o funcție variabilă, care este determinată de forma parametrului u, și din această cauză pot fi folosite (împreună cu hărțile de activitate seismică) la compararea diferitelor regiuni seismice în funcție de diferite scopuri date.

Primită la redacție la 5 iunie 1972

THE INFORMATIONAL ENERGY AND ENTROPY OF EARTHQUAKES AND SOME PROBLEMS OF THEIR PREDICTION

(Abstract)

The paper presents new characteristics of the earthquakes, the informational energy and entropy H, which are determined for earthquakes sequences with respect to magnitude. The values of H and E are given for the magnitude assumed to follow different probability distributions.

A new interpretation of the coeficient b in the $G-R$ formula $\log N = a - bM$ is given in terms of H and E; b reflects the informational state of the given earthquake sequence with respect to magnitude and the following formulas have been obtained : $b = K_0 10^{-H}$ and $b = K_1 \varepsilon$, where $K_0 = e \log e$, $K_1 = 2 \log e$. Some discussions are made and new developments are necessary in this direction. The paper analysed the usefulness of earthquake events with respect to seismic activity and introduces the new concept of informational seismicity.

BIBLIOGRAFIE

1. M. Beliș, S. Guiașu, *A Quantitative — Qualitative Measure of Information in Cybernetic Systems.* IEFE, Transactions on Information Theory, IT—**14**, *4*, 593—594 (1968)
2. S. A. Fedotov, *O seismiceskom țikle, vozmojnosti kolicestvenovo seismiceskogo raionirovania i dolgosroinom seismiceskom prognoze*, în *Seismiceskoe raionirovanie SSSR*, Moskva, „Nauka", 1968, p. 1 și 8.
3. S. Guiașu, R. Theodorescu, *Teoria matematică a informației*, București, Edit. Academiei, 1966.
4. V. Keylis—Borok, L. N. Malinovskaya, *One regularity in the Occurrence of Strong Earthquakes.* J.O.G.R., **69**, *14*, 3020 (1964).
5. M. Okada, *Magnitude-Frequency Relationship of Earthquakes and Estimation of Supremum.* J. M. Res., **22**, 8—19 (1970).
6. O. Onicescu, *L'energie Informationnelle.* C.R. Acad. Sci. Paris, 841—842 (1966).
7. O. Onicescu, *Energia informațională.* St. cerc. mat., **18**, *10*, 1419—1420 (1966).
8. G. Purcaru, D. Zorilescu, *A Magnitude-Frequency Relation for the Lognormal Distribution of Earthquake Magnitude*, PAGEOPH, **87**, *4*, 43—54 (1971).
9. G. Purcaru, D. Zorilescu, *Un modele stochastique des seismes de la region de Vrancea.* Les caracteristiques informationnelles des tremblements de terre. PAGEOPH (1972, sub tipar).
10. G. Purcaru, D. Zorilescu, *Simularea producerii cutremurelor intermediare din Vrancea și caracteristicile lor informaționale.* St. cerc. geol. geofiz. geogr., s. geofiz., **10**, *1*, 87—102 (1972).
11. G. Purcaru, *Types of Earthquake Magnitude Distributions*, 1972 (manuscris).
12. C. E. Shanon, *A mathematical theory of communication.* Bell. Sys. Techn. Journal, **27**, 379—423, 623—656 (1948).
13. S. Shlien, M. N. Töksoz, *Frequency-Magnitude Statistics of Earthquake Occurrences*, Earthq. Notes, Seism. Soc. Am., **41**, 5—18 (1970).
14. N. Wiener, *Cybernetics; or, Control and Communication in the Animal and the Machine*, Cambridge, Mass., Technology Press, 1948.
15. A. C. Kravet, *Veroiatnosti i sistemî*, Izd. Vor. Univ., 1970.

ASUPRA MAGNITUDINII CUTREMURELOR CARPATICE INTERMEDIARE PRODUSE ÎN PERIOADA 1901—1960

DE

C. RADU

Institutul de geofizică aplicată, București, str. Izvor nr. 78

1. INTRODUCERE

Studiul regimului seismic al regiunii Vrancea a condus la necesitatea clasificării magnitudinale a cutremurelor — intermediare și normale — produse în această zonă după anul 1900. O atenție deosebită s-a acordat cutremurelor intermediare, care, prin intensitatea lor ridicată ($M_{max}=7{,}4$), dau tonalitatea seismicității României în partea de est și sud-est.

Primele determinări de magnitudine pentru cutremurele intermediare din Vrancea au fost făcute de Gutenberg și Richter [1]. Luînd ca bază M_{PAS}, Iosif și Radu stabilesc în 1959 formulele de calcul ale magnitudinii cutremurelor vrîncene, folosind înregistrări ale stațiilor București și Cîmpulung [2]. Au urmat după aceea o serie de cercetări în acest domeniu, concretizate în numeroase lucrări [3]—[10]. Amintim în special lucrarea [9], care cuprinde și un catalog al cutremurelor din regiunea Vrancea înregistrate în perioada 1901—1963.

În lucrarea de față ne propunem a sintetiza rezultatele cercetărilor făcute în străinătate privind determinarea magnitudinii cutremurelor intermediare din Vrancea pentru perioada 1901—1960. Ne-am oprit la anul 1960 deoarece în perioada următoare, 1961—1970, se schimbă sursele de informare în comparație cu cea anterioară.

2. CERCETĂRI ÎN STRĂINĂTATE

Cutremurele intermediare din Vrancea, prin caracteristicile lor de persistență și de izolare, au atras atenția multor cercetători din străinătate. O dovadă a acestui fapt o constituie și cercetările privind determinarea magnitudinii M, cercetări sintetizate în tabela 1.

Tabela 1 cuprinde informațiile privind data de producere a cutremurului, poziția focarului — φ, λ, h — și magnitudinea M. Pentru poziția focarului s-au adoptat valorile notate în catalogul UNESCO prin simbolul

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 237–247, BUCUREȘTI, 1972

Tabela

Nr.	Data	Ora	φ°_{N}	λ°_{E}	h Km	M_{PAS} [1]	M_{BUC} [9]	PV	PH	SH
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	1908 X 6	21 39	45,5	26,5	150	6 3/4		6,6(1)	6,6(3)	7,0(3)
2	1912 V 25	18 01	45,7	27,2	80	6			6,3(6)	6,5(5)
3	V 25	20 15	45,7	27,2	80					
4	V 25	21 00	45,7	27,2	80					
5	VI 7	01 58	45,7	26,6	i					
6	1913 III 14	03 (40)	45,7	26,6	i					
7	1914 VII 31	18 24	45,9	26,3	100					
8	1915 X 9	21 24	45,4	21,1	n					
9	X 19	08 30	45,4	21,1	n					
10	1916 I 26	07 38	45,5	24,6	n	6 1/2				
11	1917 III 15	20 42	46,0	26,5	i					
12	VII 11	03 23	45,7	26,6	i					
13	1919 IV 18	06 20	45,7	26,8	100					
14	1928 III 30	09 38	45,9	26,5	i					
15	XI 23	04 23	45,7	26,6	150	d				
16	1929 V 20	12 17	45,8	26,5	100					
17	XI 1	06 57	45,9	26,5	160	5 3/4			6,8(3)	6,8(1)
18	1932 V 27	10 42	45,2	25,5	n					
19	1933 I 18	02 35	43,8	20,2	n					
20	1934 II 2	19 59	45,2	26,2	150	5 1/4				
21	III 29	20 06	45,8	26,5	150	6 1/4			6,9(3)	
22	1935 II 3	22 47	45,7	26,6	i					
23	VII 13	00 33	45,3	26,6	140	5 1/4				
24	1936 V 17	17 38	45,3	26,3	150		5,10			
25	IX 6	04 49	45,7	21,1	n					
26	XI 1	00 23	45,7	26,6	150					
27	1938 VII 8	06 23	46,1	21,1	n					
28	VII 13	20 15	45,9	26,7	120	5 1/4				
29	1939 IX 5	06 02	45,9	26,7	115	5 1/4				
30	1940 I 5	02 36	45,3	25,5	8—10					
31	VI 24	09 57	45,9	26,6	115	5 1/2	5,48			
32	X 3	15 04	45,6	26,6	150		4,72			
33	X 22	06 37	45,8	26,4	122	6 1/2		6,4(1)	6,0(2)	6,5(1)
34	XI 8	12 00	45,5	26,2	145	5 1/2				
35	XI 10	01 39	45,8	26,7	133	7,4		7,2(2)	7,3(4)	7,6(2)
36	XI 11	06 34	46,0	26,8	150	5 1/2				
37	XI 19	20 27	46,0	26,5	150	5 1/4	(5,32)			
38	XI 23	14 49	45,8	26,8	150	5 1/4	5,22			
39	1942 IV 13	03 07	45,7	26,5	100		5,16			
40	1943 IV 28	19 46	45,8	27,1	66		5,04			
41	1945 III 12	20 51	45,6	26,4	125	5 1/2	5,53	5,8(1)		5,9(1)
42	IX 7	15 48	45,9	26,5	75	6 1/2			6,1(1)	6,8(2)
43	XII 9	06 08	45,7	26,8	80	6		6,2(1)		6,1(1)
44	1946 X 3	07 17	45,7	26,6	i		4,90			
45	XI 3	18 47	45,7	26,3	140	5 1/2				
46	1947 X 17	13 25	45,7	26,6	i		5,43			
47	1948 I 28	02 05	45,7	26,6	i		4,92			
48	III 13	21 06	45,9	26,7	150		5,25			
49	IV 24	12 30	45,9	26,7	150		4,79			
50	IV 29	00 33	45,9	26,7	150		5,01			

1

$M_{CEH[12]}$			M_{US}					Observaţii
LV	LH	M	LH [13]	LH [14]	LH [15]	LH [16–19]	LH [20–24]	
12	13	14	15	16	17	18	19	
	6,7(7)	6,8(7)	6 3/4					
	6,3(40)	6,4(11)		6 1/2				
	6,2(2)	(6,3)						
5,7(1)	6,2(2)	(5,8)						
4 1/2		(5,2)						
	6,3(1)	(5,3)						
		5,3	5 1/4	5 1/4				
		4,5(1)						
		4,8(5)						
		6,4(12)		6 1/2				
		5,0(4)		5				
	5,5(1)	5,5(1)						
	5,2(4)	(5,3)	5 1/4	5 1/2				
	5,4(4)	(5,3)						
	4,9(3)+ 1,0	5 1/2	5 1/4	5 1/2				
	6,0(1)	(5,3)	5 1/4					
	6,9(21)	6,6(5)	5 3/4					
		4,9(13)		5 1/4				
		4,5(2)						
		(5,3)	5 1/2	5 3/4				M=5,6[11]
	6,8(23)	6,9(3)	6 1/4		5,6			M=7,1[11]
	4,4 ca							
	5,9(7)	5,3						
	4,9(4)+ 0,7	5,6(4)	5	5				
		4,8(16)						
		4,6	4 1/2					
		4,3(6)			4,6			
	5,6(4)	(5,3)	5 1/4	5				M=6,1[11]
	6,1(6)	6,1(6)	5 1/4					
		(4,1)			3,7			
	6,0(9)	(5,3)	5 1/2	6	5,3			
			5 1/4					
	6,7(9)	6,2(4)	6 1/2		5,8			
	6,0(1)	(5,3)	5 1/2		4,8			
	7,5(12)	7,3(8)	7 1/2	7 1/4– 7 1/2	7,0			
	6,2(2)	(5,0)	5 1/2		5,2			
	6,0(2)	(5,3)	5 1/4					
		5,3	5 1/4					
	5,3(3)	5,3	5 1/2	5 1/2				
		(5,2)			5,0			
	5,4(2)	5,8(2)	5 1/2		4.5			
	6,2(8)	6,5(3)	6 1/2	6 1/4	5,0			
	6,1(5)	6,2(2)	6 1/4		5,0			
	5,3(1)	4,9						
	5,3(3)	(5,6)	5 1/2		4,3			
	6,1(2)	6,1(2)						
	4,8(1)	4,9						
		(4,8)			3,5			
		(4,8)			3,5			
		(4,8)	5		3,5			

Tabela 1

Nr.	Data	Ora	φ°_{N}	λ°_{E}	h Km	M_{PAS} [1]	M_{BUC} [9]	PV	PH	SH
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
51	1948 V 29	04 48	45,8	26,5	140	5 3/4			6,1(1)	6,0(1)
52	1950 I 16	04 24	45,6	26,3	120		5,33			
53	VI 20	01 18	45,9	26,5	160	5 1/4	5,50			
54	VII 14	06 30	45,7	27,1	100		5,09			
55	1951 III 18	11 32	45,8	26,6	150		4,89			
56	1952 I 16	23 54	45,4	26,9	20		$4{,}70_{t}$			
57	VI 3	05 53	45,4	27,0	20		5,00			
58	VIII 3	16 36	45,6	26,5	150		5,08			*a*
59	1953 II 22	17 58	45,6	26,5	135		4,77			
60	V 9	02 59	45,6	26,6	135		4,46			
61	V 17	02 33	45,4	26,3	150		5,02	5,0(1)		
62	1954 II 28	10 56	45,5	27,0	60—70		3,04			
63	IV 13	10 06	45,8	26,7	120		4,88			
64	V 9	09 25	45,6	26,3	150		3,89			
65	X 1	13 30	45,7	27,1	50		5,11	5,0(1)		
66	1955 V 1	21 22	45,5	26,3	135		5,37	5,4(3)		
67	XII 27	08 11	45,7	26,4	150		4,62			
68	1956 IV 18	12 52	46,1	27,4	25		4,50			
69	V 7	03 54	45,7	26,7	150		(3,74)			
70	VIII 16	23 43	45,6	26,5	150		4,20			
71	XI 18	16 02	45,8	26,8	150		4,20			
72	1957 I 6	02 13	45,6	26,7	150		3,40			
73	II 17	17 31	45,7	26,9	85		3,20			
74	IV 30	04 28	45,7	27,9	20		3,15			
75	XII 23	23 38	45,4	26,9	20					
76	1958 III 27	17 20	45,9	26,9	130		3,38			
77	VI 9	18 47	45,7	26,6	160		4,09			
78	VI 25	07 22	45,7	26,8	150		4,51			
79	VII 20	00 24	45,7	26,6	150		3,46			
80	VII 24	23 03	45,8	26,7	150		3,31			
81	VIII 1	02 11	45,6	26,5	150		3,55			
82	XI 11	23 07	45,5	27,2	40					
83	1959 IV 29	01 35	45,6	26,5	150		4,65			
84	V 27	20 38	45,7	21,2	n					
85	V 31	12 15	45,7	27,2	35		$5{,}2_{t}$			
86	VI 26	13 44	45,7	26,5	135		4,90			
87	VI 30	07 26	45,5	26,3	150		4,80			
88	VIII 2	03 33	45,7	26,5	150		4,28			
89	VIII 19	15 32	45,8	26,6	150		5,06			
90	X 1	16 04	46,0	27,0	~100		4,40			
91	XI 10	18 02	45,5	26,4	150		4,86			
92	1960 I 4	12 51	44,6	27,0	100		$5{,}5_{cmp}$			
93	I 5	06 07	45,6	26,5	150		4,56			
94	I 26	20 27	45,8	26,3	140		5,26			
95	II 21	11 47	45,8	21,0	n					
96	II 26	13 33	45,5	26,2	100		4,00			
97	IX 2	05 39	45,6	26,5	150		4,27			
98	X 13	02 21	45,7	26,4	160		5,49			
99	X 22	19 17	45,8	21,2	n					

(continuare)

$M_{CEH[12]}$			M_{US}					Observații
LV	LH	M	LH [13]	LH [14]	LH [15]	LH [16—19]	LH [20—24]	
12	13	14	15	16	17	18	19	
	6,2(7)	6,0(2)	5 3/4		4,9			
		(5,2)	5 1/4		4,3			
		(5,6)	5 1/2		4,2			
		(4,9)			5,1			
		(4,6)	5		3,9			
		4,6						
		4,5(7)			4,6			
	5,4(1)	5,4(1)	5 1/4		3,9			
		4,8	5 1/4					
		4,6						
		5,0(1)	5					
					4,0			
		(4,8)	5					
		5,6						
		5,0(1)			4,0			
		5,2(2)	5 1/4					
		4,6	4 1/2	5				
							4	
			4 1/2				4	
			4 1/2					
			5					
						3,5		
						3,5		
						3,5		
						4,0		
						3,5		
			4 1/4					
			4 1/2				3 1/2—4	
						2,7		
						3,5		
						2,7		
						4,9	3 1/2—4	
							~4	
		5,0(2)				4 1/4		
		4,2(1)		5 1/2		4 3/4	4 1/2—4 3/4	
		4,9(1)	5,0				~4	
			5,0				~4	
			4 1/4				~4	
			5 1/4				~4	
						3 1/2	~4	
			4 3/4			4 3/4	~4	
		4,5(2)				4,8	4 3/4—5	
			4				(~4)	
		5,6(1)	5 1/4				(~4 1/2—4 3/4)	
						4,5		
			4					
			4				~ 4	
			51/2				~4 1/2—5	
		4,2(2)				4,6		

RCU*) [27]. Magnitudinile M au fost culese din diferite publicații și se referă numai la datele instrumentale.

Determinări ale magnitudinii M s-au făcut la Pasadena, M_{PAS} [1], în Cehoslovacia, M_{CEH} [11], [12], și în U.R.S.S., M_{US}, la Lvov [13], [16]—[19] și Moscova [14], [15], [20]—[24].

Vom examina în continuare modul de calcul al celor trei grupe de magnitudine: M_{PAS}, M_{CEH} și M_{US}.

1. Magnitudinile determinate la Pasadena, M_{PAS}, de Gutenberg și Richter [1] sînt magnitudini de tipul M (din undele de suprafață) și au fost obținute pe baza magnitudinilor de tipul M_B (din undele de volum) cu ajutorul relației [25]

$$M_B = 0{,}63\ \mathrm{M} + 2{,}5. \tag{1}$$

2. Magnitudinile determinate de Kárník [11], [12] se bazează pe undele de volum (M_{PV}, M_{PH} și M_{SH}) și pe undele de suprafață (M_{LV} și M_{LH}). Magnitudinile de tipul M_B au fost calculate cu ajutorul curbelor $Q(\Delta, h)$, propuse de Gutenberg și Richter [25], iar cele de tipul M cu ajutorul curbelor propuse de Kárník [12]. Magnitudinea rezultată ca medie a valorilor individuale din undele de volum a fost notată cu M; valorile M în paranteză au fost obținute pe baza informațiilor macroseismice. Cifra din paranteza care însoțește magnitudinile M sau M_B reprezintă numărul stațiilor folosite.

3. Magnitudinile determinate la Lvov se împart în două grupe:

a) magnitudinile determinate pe baza undelor de suprafață cu ajutorul formulelor propuse de Sagalova [13]:

$$M = \log\frac{A}{T} + 1{,}56 \log \Delta^\circ + 3{,}81$$

$$(3^\circ < \Delta < 30^\circ;\quad h = 150\ \mathrm{km}), \tag{2}$$

$$M = \log\frac{A}{T} + 1{,}54 \log \Delta^\circ + 3{,}60$$

$$(3^\circ < \Delta < 30^\circ;\quad h = 100\ \mathrm{km}); \tag{3}$$

b) magnitudinile determinate pe baza undelor de suprafață [16]—[19] cu ajutorul formulei

$$M = \log\frac{A}{T} - \log\left(\frac{A}{T}\right)^*, \tag{4}$$

unde pentru funcția de calcul s-au folosit valorile propuse de Solovev și Șebalin [26].

*) RCU — România, Catalog UNESCO.

Determinarea magnitudinilor la Moscova [14], [15], [20]—[24] s-a făcut folosind aceeaşi metodică ca la Lvov, punctul b.

Magnitudinile determinate în U.R.S.S. (cu excepţia valorilor din [13]) nu conţin corecţia de adîncime δM^h şi de asemenea nu se indică numărul staţiilor folosite.

Toate lucrările publicate în străinătate (exceptînd [11]) nu conţin informaţii asupra mărimilor de bază (amplitudinea A şi perioada T) folosite la calculul magnitudinii.

3. RELAŢII ÎNTRE DIFERITELE CATEGORII DE MAGNITUDINE

3.1. *Relaţii între* M_P, M_S şi M_{LH}. Magnitudinile bazate pe undele de volum sau de suprafaţă rareori coincid pentru acelaşi cutremur. Acest fenomen este cauzat de distribuţia neuniformă a energiei în spectrul undelor seismice. O relaţie lineară de forma

$$M - M_B = a(M - b) \tag{5}$$

a fost propusă între cele două categorii de magnitudine.

Adoptînd pentru M valorile M_{PAS} [1] şi M_{CEH} [12], iar pentru M_B valorile determinate din undele PV, PH şi SH [12], au fost obţinute următoarele sisteme de coeficienţi:

	a	b	N
PV	0,32	6,52	6
PH	0,19	7,81	8
SH	0,22	7,79	9

$\bar{a} = 0{,}24$; $\bar{b} = 7{,}37$ (6)

	a	b	N
PV	0,44	6,18	6
PH	0,09	4,70	8
SH	0,20	7,00	9

$\bar{a} = 0{,}32$; $\bar{b} = 6{,}59$ (fără unda PH) (7)

Reprezentarea grafică a ecuaţiei (5) pentru cele două situaţii (6) şi (7) este prezentată în figurile 1 şi 2.

Remarcăm că valorile coeficienţilor $\bar{a}$ şi $\bar{b}$ în cazul sistemului (7) se apropie de cele date de Gutenberg şi Richter: $\bar{a} = 0{,}37$ şi $\bar{b} = 6{,}76$ [25].

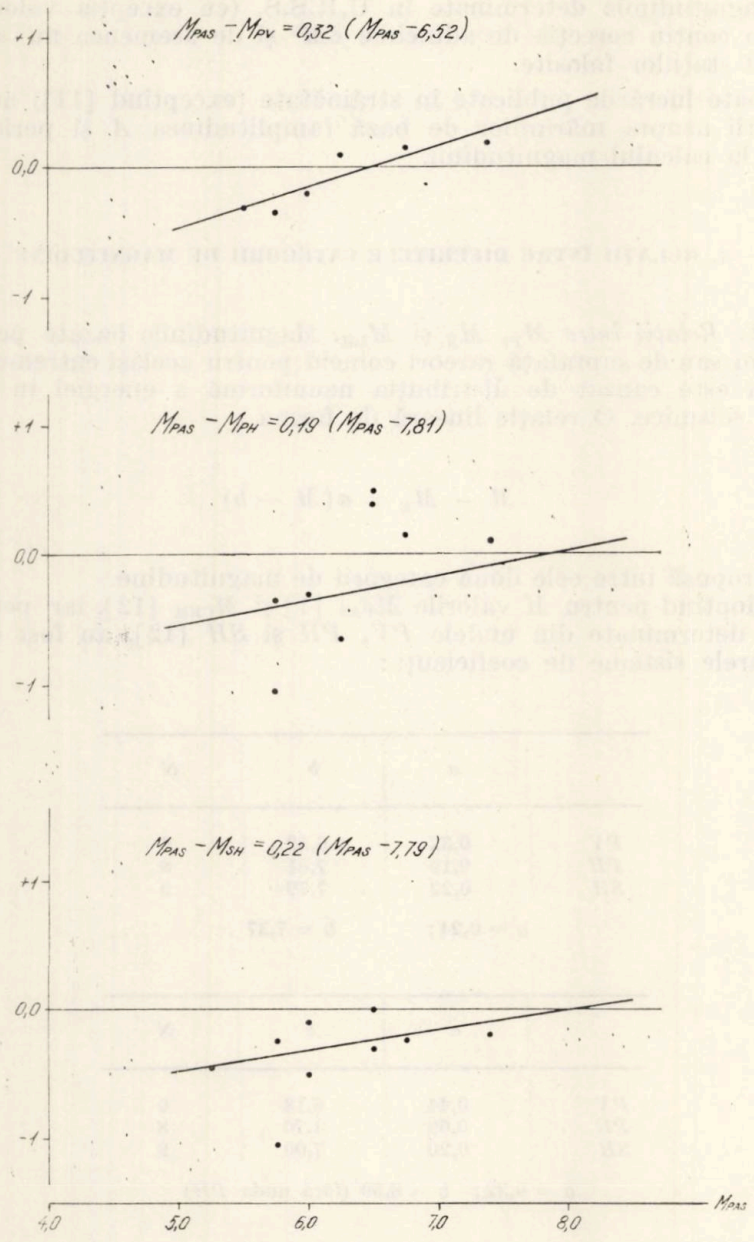


Fig. 1. — Relația $M - M_B = a(M - b)$ în situația (6).

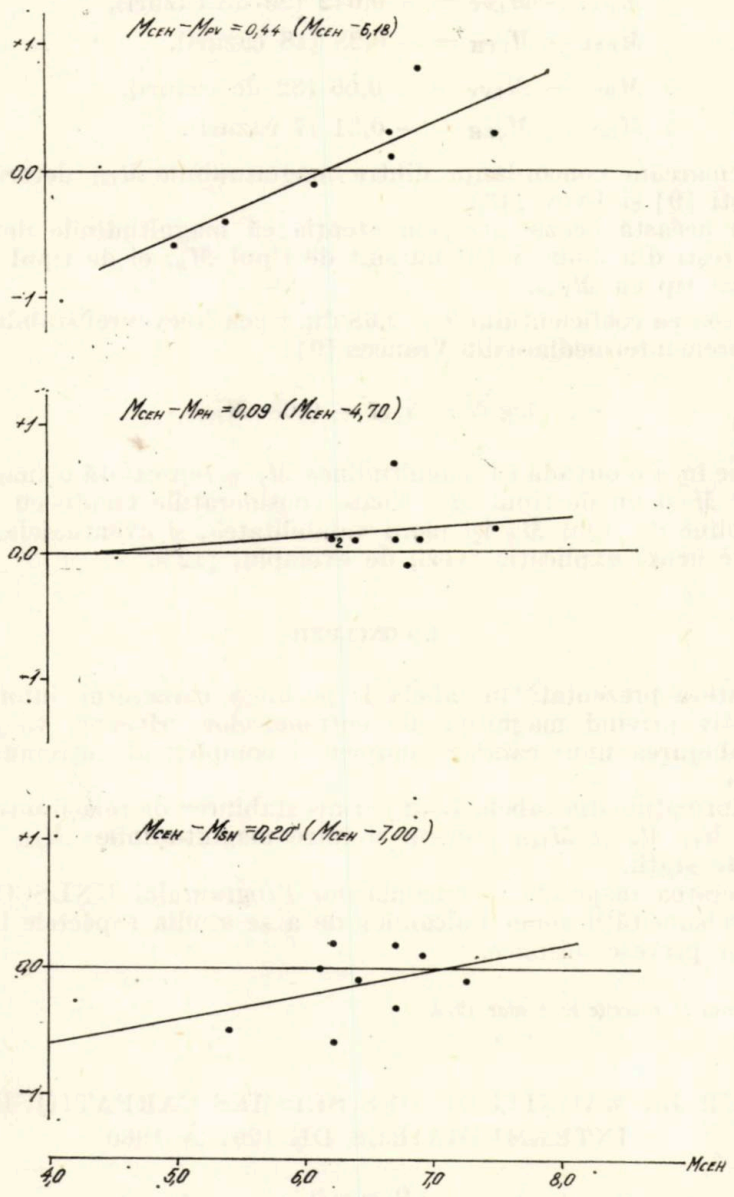


Fig. 2. — Relația $M - M_B = a(M - b)$ în situația (7).

3.2. *Relații între magnitudinile* M_{LH}. Compararea magnitudinilor M_{LH} obținute la diferite stații a condus la următoarele relații:

$$M_{PAS} - M_{LVV} = -0{,}042 \text{ (20 de cazuri)}, \quad (8)$$

$$M_{PAS} - M_{CEH} = -0{,}28 \text{ (18 cazuri)}, \quad (9)$$

$$M_{BUC} - M_{LVV} = -0{,}06 \text{ (32 de cazuri)}, \quad (10)$$

$$M_{BUC} - M_{CEH} = -0{,}31 \text{ (7 cazuri)}. \quad (11)$$

Remarcăm concordanța dintre magnitudinile M_{LH} determinate la București [9] și Lvov [13].

Cu această ocazie atragem atenția că magnitudinile determinate la București din unda S [9] nu sînt de tipul M_B, ci de tipul M, adică de același tip cu M_{PAS}.

Valoarea coeficientului $b = 0{,}68$ din legea frecvenței stabilite pentru cutremurele intermediare din Vrancea [9]:

$$\log \overline{N} = 5{,}47 - 0{,}68\ M_{BUC},$$

constituie încă o dovadă că magnitudinea M_{BUC} reprezintă o magnitudine de tipul M și nu de tipul M_B. Toate considerațiile făcute cu M_{BUC} ca magnitudine de tipul M_B își pierd valabilitatea, și eventualele anomalii își găsesc acum explicația (vezi, de exemplu, [12]).

4. CONCLUZII

Sinteza prezentată în tabela 1, pe lîngă caracterul informațional comparativ privind magnitudinile cutremurelor vrîncene, va contribui și la elaborarea unui catalog complet și complex al cutremurelor din România.

Informațiile din tabela 1 au permis stabilirea de relații între magnitudinile M_P, M_S și M_{LH}, precum și între magnitudinile M_{LH} obținute la diferite stații.

Lucrarea răspunde recomandărilor Programului UNESCO privind studiul seismicității zonei Balcanilor de a se studia aspectele locale ale diferitelor procese seismice.

Primită la redacție la 8 mai 1972

SUR LA MAGNITUDE DES SÉISMES CARPATIQUES INTERMÉDIAIRES DE 1901 À 1960

(*Résumé*)

On fait une synthèse des résultats des recherches concernant la détermination de la magnitude des tremblements de terre roumains produits dans l'intervalle de 1901 à 1960.

Ont été établies des relations entre les magnitudes, M_P, M_S et M_{LH} et aussi entre les magnitudes M_{LH} obtenues à différentes stations.

BIBLIOGRAFIE

1. B. Gutenberg, C. F. Richter, *Seismicity of the Earth*, Princeton, Univ. Press, 1954.
2. T. Iosif, C. Radu, *Asupra determinării magnitudinilor cutremurelor adînci din Vrancea*. Stud. cerc. astr., seism., **4**, *1*, 261—269 (1959).
3. C. Radu, *Contribuții la întocmirea catalogului de cutremure carpatice*. Stud. cerc. astr., seism., **6**, *1*, 127—135 (1961).
4. C. Radu, *Contributions à la détermination de la magnitude des tremblements profonds des Carpathes*. Rev. Roum. Géol., Géophys., Géogr., Série Géophysique, **8**, *1*, 35—52 (1964).
5. C. Radu, *Determinarea magnitudinii cutremurelor normale din R.P.R.*, St. cerc. geofiz., **1**, *1*, 99—114 (1963).
6. C. Radu, *Relația energie-magnitudine pentru cutremurele din Vrancea*. Anal. Univ. „Al. I. Cuza"-Iași, sec. II, b, 167—170 (1962).
7. C. Radu, *Determinarea magnitudinii cutremurelor carpatice pe baza duratei de oscilație*. St. cerc. geol., geofiz., geogr., s. geofiz., **6**, *2*, 193—203 (1968).
8. C. Radu, *Asupra determinării magnitudinii cutremurelor normale din România*. St. cerc. geol., geofiz., geogr., s. geofiz., **4**, *1*, 73—79 (1966).
9. C. Radu, *Regimul seismic al regiunii Vrancea*. St. cerc. geol., geofiz., geogr., s. geofiz., **3**, *2*, 231—279 (1965).
10. D. Enescu, D. Jianu, *Determinarea magnitudinii cutremurelor adînci din Vrancea la stațiile seismice românești*. Stud. cerc. geofiz., **1**, *2*, 277—295 (1963).
11. V. Kárník, *Magnitudenbestimmung europäischer Nachbeben*. Travaux de l'Inst. Géophys. de l'Ac. Tchécosl. Sc., **47**, 399—522 (1956).
12. V. Kárník, *Seismicity of the European Area*, Part 1, Praha, 1968.
13. E. A. Sagalova, *O seismiceskom rejime raiona Vrancea*, Geofiz. Sbor. *1(3)* (Kiev) (1962).
14. * * * *Atlas zemletriasenii v SSSR*, Moskva, 1962.
15. N. V. Șebalin, *Ispolzovanie sootnoșeniia mejdu intensivnostiu i ballnostiu zemletriasenii dlea oțenki glubinî astenosferî v raione Vrancea (Karpati)*. Studia geoph., geod., **2** (1958).
16. * * * *Katalog karpatskih zemletrusiv, 3(6) 1957* g., Kiiv, 1959.
17. * * * *Katalog karpatskih zemletrusiv, 4(7), 1958 g.*, Kiiv, 1960.
18. * * * *Katalog karpatskih zemletrusiv, 5(8), 1959 g.*, Kiiv, 1961.
19. * * * *Katalog karpatskih zemletrusiv, 6(9), 1960 g.*, Kiiv, 1962.
20. N. A. Vvedenskaia, N. V. Kondorskaia, *Biulleten silnîh zemletriasenii SSSR za 1956 g.* Tr. In—ta Fiziki Zemli, AN SSSR, *5* (172) (1959).
21. I. M. Butovskaia i dr., *Biulleten silnîh zemletriasenii SSSR za 1957 g.* Tr. In—ta Fiziki Zemli, AN SSSR, 10(177) (1960).
22. * * * *Biulleten silnîh zemletriasenii SSSR za 1958 g.* Voprosî injenernoi seismologii, *4*. Tr. In—ta Fiziki Zemli, AN SSSR, 16(183) (1961).
23. N. A. Vvedenskaia i dr., *Biulleten silnîh zemletriasenii SSSR za 1959 g.* Voprosî injenernoi seismologii, *7*. Tr. In—ta Fiziki Zemli, AN SSSR, 22(189) (1962).
24. N. A. Vvedenskaia i dr., *Biulleten silnîh zemletriasenii SSSR za 1960 g.* Voprosî injenernoi seismologii, *8*. Tr. In—ta Fiziki Zemli AN SSSR, 28(195), 1963.
25. B. Gutenberg, C. F. Richter, *Magnitude and energy of earthquakes*, Annali di Geofisica, **9**, *1* (1956).
26. L. Solovev, N. V. Șebalin, *O klassifikații zemletriasenii po smesceniiu pocivî v poverhnostnîh volnah*. Izv. AN SSSR, s. geofiz., **7** (1957).
27. C. Radu, *Catalogul cutremurelor produse pe teritoriul României în perioada 1901—1970 (RCU)*, manuscris, București, 1970.

MECANISMUL ÎN FOCAR PENTRU CINCI CUTREMURE VRÎNCENE PRODUSE ÎN ANUL 1966

DE

C. RADU

Institutul de geofizică aplicată, Bucureşti, str. Izvor nr. 78

1. INTRODUCERE

Studiul mecanismului de producere al cutremurelor prezintă un interes deosebit, deoarece se obţin o serie de informaţii preţioase privind tectonica de adîncime şi legătura acesteia cu seismicitatea zonei respective.

În lucrarea de faţă se prezintă rezultatele cercetării asupra soluţiei planelor de falie şi asupra stării tensionale în focarul a cinci cutremure intermediare produse în regiunea Vrancea în anul 1966. Se continuă astfel studiile anterioare concretizate în numeroase lucrări, printre care amintim [1]—[8].

2. METODA ŞI MATERIALUL DE OBSERVAŢIE

Pentru rezolvarea problemei s-a folosit aceeaşi metodă ca în lucrările noastre anterioare, adică metoda lui Byerly, cu dezvoltările făcute de Honda [9] şi Ritsema [10], care, după cum se ştie, se bazează pe semnul primei deplasări în unda P la diferite staţii seismice (comprimare C sau dilatare D). Au fost determinate poziţia planelor nodale (a, b), poziţia planului de acţiune (c) şi componentele principale ale tensiunilor (P, T).

Datele de observaţie şi de calcul necesare rezolvării problemei sînt prezentate în tabela 1.

Informaţiile privind semnul deplasării în unda P au fost culese din BCIS, ISC, EDR, buletine seismice, chestionare speciale şi seismograme. Valorile i_h° au fost obţinute pe baza tablelor lui Hodgson şi Storey [11] pentru adîncimea h corespunzătoare focarului. Ca dimensiuni ale focarului au fost adoptate cele determinate la USCGS sau ISC în urma comparării cu informaţiile staţiilor seismice româneşti (în special cu diferenţa $S - P$ la staţia Vrîncioaia, care, în ipoteza $\Delta = 0$, conduce la adîncimea maximă a focarului h_{max}).

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 249–258, BUCUREŞTI, 1972

Tabela

Nr.	Staţia	Cod	1966 I 18, H = 20 20 27				1966 IX 4, H=01 29 29			
			$\Delta°$	$\alpha°$	i_h°	C sau D	$\Delta°$	$\alpha°$	i_h°	C sau D
1	Alert	ALE								
2	Alicante	ALI								
3	Andijan	ANR								
4	Ankara	ANK								
5	Apatit	APA					22,1	7,0	+46,2	C
6	Bacău	BAC	0,72	7,0	−39,7	D	0,79	15,4	−27,9	C
7	Bakuriani	BKR								
8	Bangui	BNG	41,9	192,0	+35,4	D	41,8	192,0	+36,7	D
9	Belgrad	BEO								
10	Bensberg	BEN								
11	Bodaibo	BOD								
12	Bratislava	BRA								
13	Bucureşti	BUC	1,52	198,0	−82,2	D	1,43	228,8	−55,9	C
14	Budapesta	BUD								
15	Chişinău	KIS					2,0	50,0	71,0	D
16	Cîmpulung	CMP	1,35	245,0	73,9	D	1,22	244,4	−44,2	D
17	Ciazan U	CUR								
18	Cine	CIN								
19	Collmberg	CLL								
20	Copenhaga	COP								
21	Cracovia	KRA					6,2	316,0	+86,4	D
22	Erevan	ERE								
23	Focşani	FOC	0,34	115,0	31,5	C				
24	Garm	GAR								
25	Goris	GRS								
26	Goteborg	GOT								
27	Iakutsk	IAK								
28	Iaşi	IAS	1,45	22,0	78,2	D	1,61	25,2	−62,9	C
29	Iujno S	YSS								
30	Istanbul K	ISK	5,1	160,0	+84,9	D	5,0	159,0	89,7	C
31	Istanbul	IST					5,0	159,0	89,7	D
32	Kajaani	KJN	18,3	1,0	61,5	D	18,4	1,0	+56,3	D
33	Karlsruhe	KRL								
34	Kasperské H	KHC					9,5	296,0	78,4	D
35	Kastamonu	KAS	6,8	129,0	80,4	C	6,8	128,0	40,7	C
36	Kirovabad	KRV								
37	Kizil Arvat	KAT								
38	Königsberg	KON					17,2	330,0	62,3	D
39	Lasa Array	LAO								
40	Lillehamer	LHN								
41	Ljubljana	LJU	8,5	276,0	77,0	C				
42	Lvov	LVV								
43	Mondy	MOY								
44	Moscova	MOS								
45	Mould Bay	MBC	56,3	351,0	30,6	C				
46	Moxa	MOX								
47	Niedzica	NIE	5,6	312,0	82,7	D	5,6	313,0	88,3	D
48	Nord	NOR								
49	Praga	PRA								
50	Prjevalsk	PRZ								
51	Pruhonice	PRU								
52	Semipalatinsk	SEM								
53	Simferopol	SIM	5 3	97,0	83,3	D	5,3	96,0	89,3	D

1

1966 X 2, H = 11 21 45				1966 X 15, H=06 59 19				1966 XII 14, H=14 49 59			
Δ°	α°	i_h°	C sau D	Δ°	α°	i_h°	C sau D	Δ°	α°	i_h°	C sau D
44,9	349,2	+36,0	D								
21,3	261,7	47,3	C	21,2	259,6	+46,9	D	21,3	259,7	+47,8	D
33,8	101,4	39,4	C								
								7,3	139,2	85,7	D
22,2	6,7	46,4	C	22,3	6,9	45,8	D	22,1	0,7	47,0	D
0,92	17,5	−31,6	C	0,97	26,0	−36,0	D	1,04	20,0	−32,5	C
12,9	101,2	+72,6	D								
								41,6	191,8	+37,5	C
4,5	261,9	−86,2	D								
13,9	299,3	+70,9	C								
								51,8	42,8	33,9	C
6,9	292,0	85,4	C	7,0	295,5	+83,3	C				
1,33	192,0	−47,3	D	1,31	186,0	−51,6	C	1,22	190,0	−45,2	C
5,5	288,4	+89,9	C	5,5	293,5	+87,3	C				
								2,0	57,6	63,5	D
1,11	248,0	−37,4	C	0,99	241,0	−37,0	C	1,12	250,5	37,4	C
								40,6	60,8	+38,8	C
8,2	172,2	+43,9	D	8,1	171,0	+80,9	D				
10,6	305,9	76,8	D					10,7	307,4	77,4	C
13,4	323,5	71,8	C								
6,2	315,5	81,8	D	6,2	315,0	80,5	D	6,1	314,9	−89,9	D
14,3	106,6	70,3	D								
0,50	90,0	−20,5	C	0,64	90,0	−24,6	C	0,58	80,0	20,9	C
32,7	97,1	+39,9	C								
15,9	107,9	67,2	D					15,9	105,6	+67,9	D
								15,1	328,6	69,6	C
								56,3	33,5	32,1	D
1,68	25,5	−61,4	C	1,74	30,0	68,4	C	1,80	26,5	−58,7	C
72,0	40,3	+26,0	C								
5,0	159,2	−88,2	D								
5,0	159,1	88,2	D	5,0	156,2	+88,9	D	4,9	157,8	84,9	D
12,7	291,6	+73,3	C								
9,4	294,4	79,1	D	9,5	296,8	78,5	D	9,4	296,8	+80,1	D
15,3	102,0	65,3	D								
22,8	98,8	47,1	D								
79,0	329,0	23,6	C								
8,4	276,0	81,4	D	8,4	277,9	80,2	D				
				4,6	339,5	−89,8	C	4,6	338,7	−83,4	D
47,4	54,3	54,9	D					47,5	34,5	35,5	C
12,3	30,2	73,7	C								
								56,5	350,7	32,2	C
11,1	300,7	71,9	D	11,2	302,4	+74,8	D				
5,6	313,0	89,5	D	5,7	314,0	86,7	D	5,6	313,9	−87,9	D
38,7	350,7	37,8	C								
9,2	301,3	79,3	C	9,2	303,0	79,0	D				
36,8	103,7	38,4	C								
9,1	301,0	79,8	D					9,1	303,2	+80,9	D
35,6	62,2	38,8	C								
5,4	96,0	−89,7	D	5,4	97,5	87,7	D	5,5	95,8	−87,5	D

Tabela 1

Nr.	Staţia	Cod	1966 I 18, H = 20 20 27				1966 IX 4, H = 01 29 29			
			$\Delta°$	$\alpha°$	i_h°	C sau D	$\Delta°$	$\alpha°$	i_h°	C sau D
54	Sodankyla	SOD	21,6	360,0	45,1	D				
55	Sofia	SOF	4,0	219,0	86,8	D	4,0	220,0	−85,8	D
56	Sverdlovsk	SVE								
57	Talgar	AAB								
58	Tamanrasset	TAM					28,6	224,0	+41,5	D
59	Tiflis	TIF								
60	Tiksi	TIK								
61	Timişoara	TIM								
62	Toledo	TOL								
63	Triest	TRI								
64	Ujgorod	UZH								
65	Umeea	UME					18,4	351,0	56,3	D
66	Uppsala	UPP					15,1	342,0	68,4	D
67	Ust−Elegest	UER								
68	Viena	VIE								
69	Vrîncioaia	VRI	0,06	247,0	−6,8	C				C

3. EXAMINAREA REZULTATELOR

Rezultatele studiului pot fi urmărite pe diagramele-mecanism din figurile 1—3, 5—6 şi în tabela 2.

În tabela 2 sînt prezentate informaţiile privind dimensiunile cutremurelor (φ, λ, h şi M) şi sursa acestora, parametrii ce caracterizează geometria, cinematica şi dinamica falierii, tipul cutremurului, numărul observaţiilor folosite şi al discordanţelor, precum şi clasa soluţiei.

Clasa soluţiei se referă la stabilitatea celor două plane de falie, stabilitate determinată de numărul observaţiilor şi de distribuţia azimutală a acestora. S-a admis următoarea clasificare :

a) clasa A : planele de faliere a şi b sînt bine definite şi nu admit nici un joc al poziţiei lor ;

b) clasa B : planele de faliere a şi b admit un anumit joc, care nu schimbă însă tipul cutremurului.

Nu vom examina fiecare cutremur separat, aşa cum am procedat anterior în Raportul IGA, tema 38, cap. 4, 1971, ci ne vom opri numai asupra a două probleme :

— compararea direcţiei planelor de faliere cu distribuţia efectelor macroseismice pentru cutremurul din 1966 X 2 şi

— instabilitatea soluţiei cutremurului din 1966 X 15.

Vom analiza acum pe scurt cele două probleme amintite mai sus.

3.1. Cutremurul din 1966 X 2, simţit în zona epicentrală cu intensitatea I_{max} = VI$^+$ grade, a permis elaborarea hărţii macroseismice din figura 4.

(continuare)

1966 X 2, H = 11 21 45				1966 X 15, H = 06 59 19				1966 XII 14, H = 14 49 59			
$\Delta°$	$\alpha°$	$i_h°$	C sau D	$\Delta°$	$\alpha°$	$i_h°$	C sau D	$\Delta°$	$\alpha°$	$i_h°$	C sau D
3,8	220,7	−82,8	D	3,7	218,6	−86,2	C	3,8	219,4	−79,0	C
23,8	49,5	+44,7	C								
								35,8	76,0	+39,3	C
13,8	99,8	71,1	D								
51,0	23,5	33,9	C					50,9	23,5	+34,2	C
3,7	278,0	−85,4	C					3,8	280,0	−79,0	D
23,1	266,3	+45,5	C								
9,0	274,0	80,1	D								
				4,2	318,6	88,4	C	4,0	317,2	80,2	D
15,2	342,3	68,7	C								
								43,6	56,8	+36,9	C
7,4	291,7	83,8	D					7,5	294,9	85,0	D
0,25	41,5	−12,0	C					0,37	39,5	−14,5	C

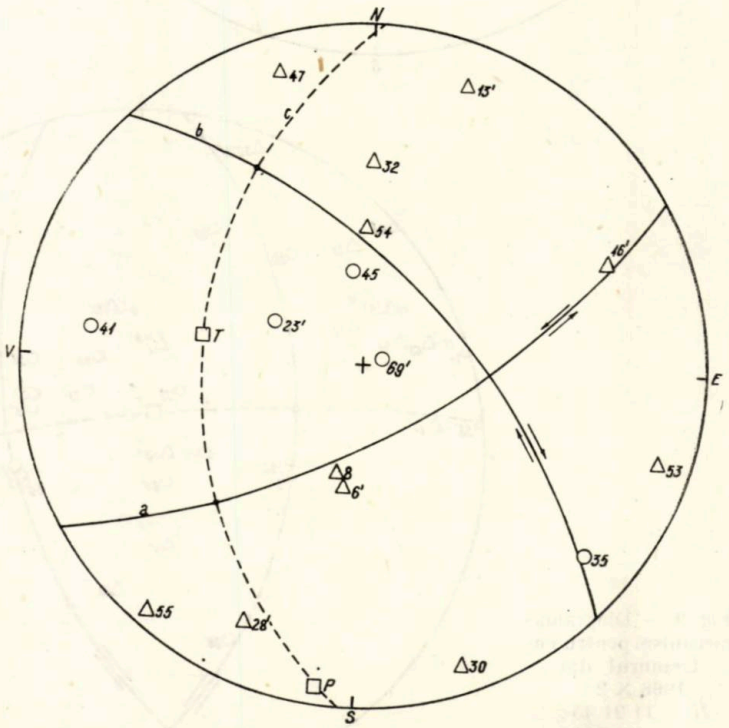


Fig. 1. — Diagrama-mecanism pentru cutremurul din 1966 I 18: H=20 20 27; φ = 45°,9 N; λ = 26°,8 E, h = 63 km; M = 4,4 (CGS).

Trasarea pe această hartă a direcției celor două plane de falieie *a* și *b* nu relevă o corelație cu manifestările macroseismice, așa cum, de exem-

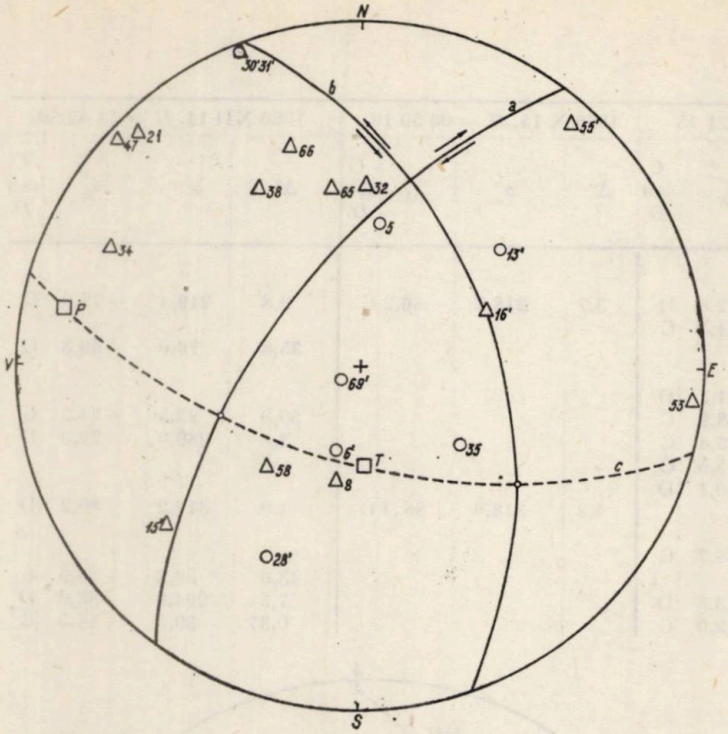


Fig. 2. — Diagrama mecanism pentru cutremurul din 1966 IX 4 :
$H = 01\ 29\ 29$;
$\varphi = 45°8$ N ;
$\lambda = 26°,6$ E ;
$h = 130$ km ;
$M = 4,2$ (CGS).

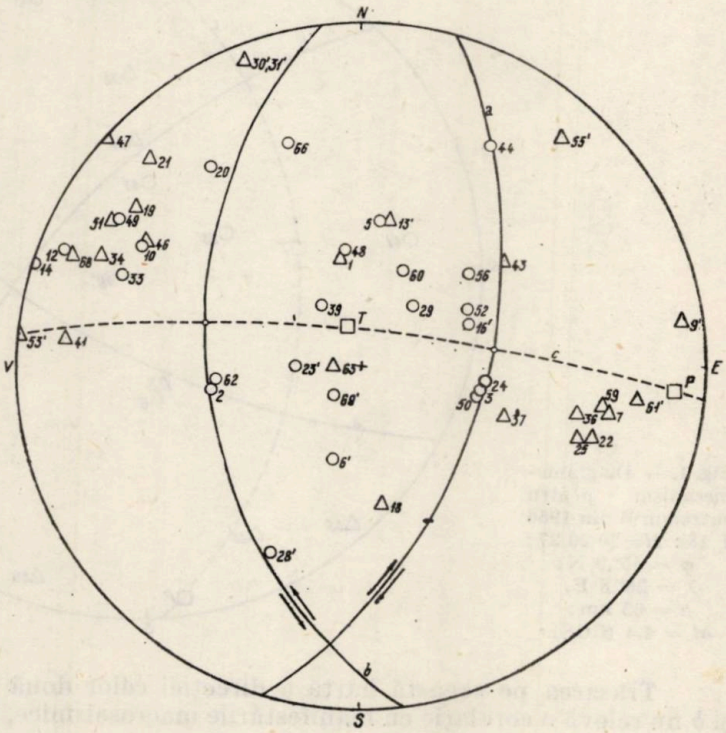


Fig. 3. — Diagrama-mecanism pentru cutremurul din 1966 X 2 :
$H = 11\ 21\ 45$;
$\varphi = 45°,7$ N ;
$\lambda = 26°,5$ E ;
$h = 140$ km ;
$M = 5,3$ (CGS).

Tabela 2

Nr.	Cutremurul						Planul a					
	Data și ora la origine	φ°_N	λ°_E	h km	M (CGS)	Sursa	Direcția	Direcția înclinării	Înclinarea	Vectorul de mișcare: Direcția	Înclinarea	Unghiul de alunecare
1	1966 I 18 20 20 27	45,9	26,8	93	4,4	ISC	N60E	S30E	66	S45V	30	33
2	1966 IX 4 01 29 29	45,8	26,6	130	4,2	ISC	N36E	N54V	60	S70V	44	52
3	1966 X 2 11 21 45	45,8	26,5	140	5,3	ISC + USCGS	N16E	S74E	50	N83E	48	74
4	1966 X 15 06 59 19	45,7	26,3	120	4,8	USCGS	N22V N66E	N68E S24E	60 70	N4E N78E	38 30	46 32
5	1966 XII 14 14 49 59	45,6	26,4	158	4,8	USCGS	N46E	S44E	62	N74E	40	48

Tabela 2 (continuare)

Planul b						Sensul mișcării		Planul de acțiune			Vectorul nul		Sistemul tensiunilor				Tipul cutremurului	Numărul observațiilor	Numărul discordanțelor	Clasa soluției	
Direcția	Direcția înclinării	Înclinarea	Vectorul de mișcare: Direcția	Înclinarea	Unghiul de alunecare	Dextral	Sinistral	Direcția	Direcția înclinării	Înclinarea	Direcția	Înclinarea	P: Direcția	P: Înclinarea	T: Direcția	T: Înclinarea					
N45V	N45E	60	N30V	24	28	b	a	N2E	N88V	40	S88E	50	S6V	4	N80V	40	H_p	16	1	B	
N20V	N70E	46	S54E	30	46	a	b	N75V	S15V	58	N15E	32	N79E	8	S1E	58	V_p	21	4	B	
N7V	S83V	42	N74V	40	72	a	b	N84V	N6E	78	S6V	12	S46V	6	N19V	76	V_p	50	10	A	
N86V	S4V	52	S68V	30	40	b	a	N40E	N50V	52	S50E	38	N58V	52	N36E	4	V_t	21	5	B	Varianta 1
N12V	S78V	60	N24V	20	22	a	b	N52V	N38E	36	S38V	54	S62E	8	N24E	36	H_p	21	5	B	Varianta 2
N16V	S74V	50	N44V	28	38	a	b	N66V	N24E	52	S24V	38	S72E	8	N10E	52	V_p	33	3	A	

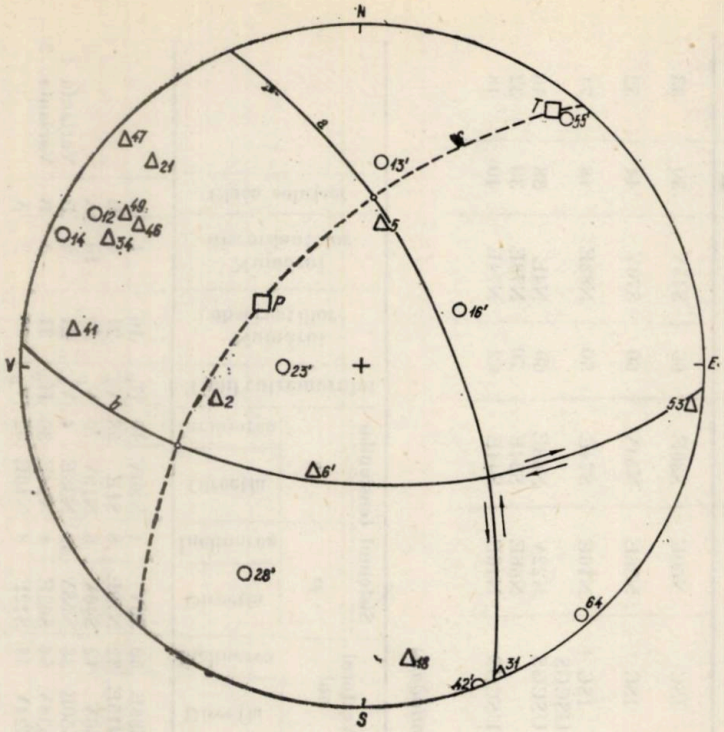


Fig. 5*a*. — Diagrama-mecanism pentru cutremurul din 1966 X 15 :
$H = 06\ 59\ 19$;
$\varphi = 45°,7\ N$;
$\lambda = 26°,3\ E$;
$h = 120$ km;
$M = 4,8$ (CGS) (varianta 1).

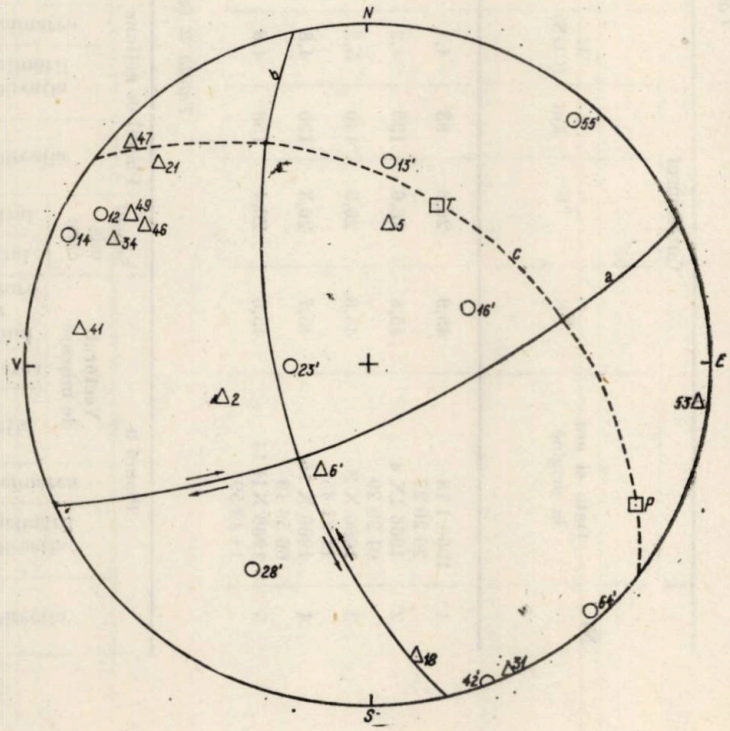


Fig. 5*b*. — Diagrama-mecanism pentru cutremurul din 1966 X 15 :
$H = 06\ 59\ 19$;
$\varphi = 45°,7\ N$;
$\lambda = 26°,3\ E$;
$h = 120$ km;
$M = 4,8$ (CGS) (varianta 2).

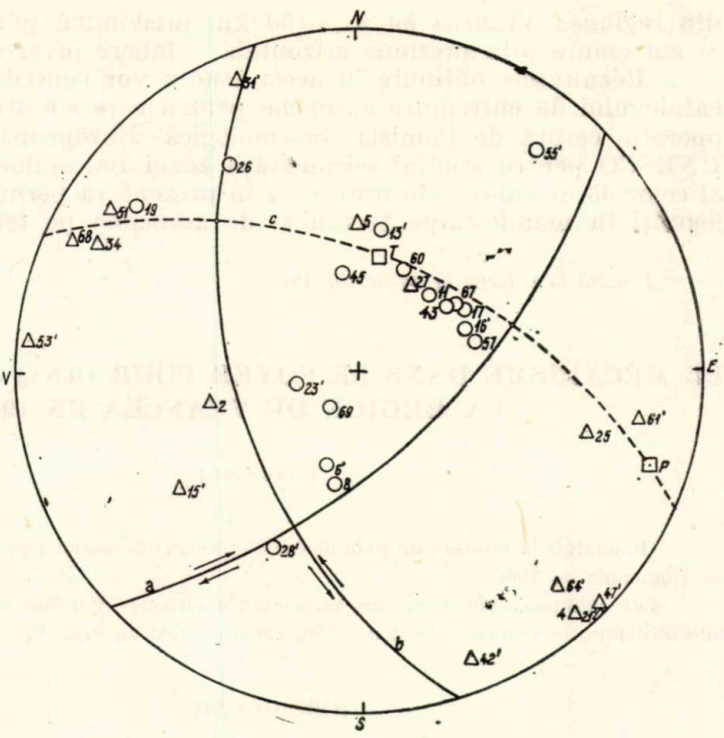


Fig. 6. — Diagrama-mecanism pentru cutremurul din 1966 XII 14: $H = 14\ 49\ 59$; $\varphi = 45°,6$ N; $\lambda = 26°,4$ E; $h = 159$ km; $M = 4,8$ (CGS).

plu, se observă în cazul cutremurelor puternice din 1940 X 22 ($M = 6,5$) și 1940 XI 10 ($M = 7,4$), cînd direcția zonei de intensitate maximă coincide cu direcția planului de falie ($N \sim 30°$E).

3.2. Distribuția semnelor în cazul cutremurului din 1966 X 15 a permis trasarea a două soluții diferite : varianta 1 de tip V_t și varianta 2 de tip H_p cu același număr de discordanțe.

Apariția tipului V_t sau H_p pentru cutremurele intermediare din Vrancea constituie o anomalie de la legea generală, care indică pentru $h > 100$ km tipul V_p = cutremure prin presiune orizontală [2].

Anomalia observată se explică fie prin cantitatea și calitatea observațiilor ($n = 21$), fie prin aceea că soluția caracterizează o situație locală în activitatea tectonică complexă din mantaua superioară.

Analiza stabilității celor două variante arată că varianta nr. 1 prezintă un grad de certitudine mai pronunțat, fapt care ne îndreptățește s-o luăm ca soluție de bază. Această alegere este susținută și de constatarea semnalată în lucrarea [2], care evidențiază schimbarea tipului V_p al cutremurelor vrîncene la $h = 100$ km.

4. CONCLUZII

Studiul mecanismului celor cinci cutremure produse în anul 1966 confirmă concluzia anterioară [2] că pentru cutremurele intermediare

din regiunea Vrancea cu $h > 100$ km predomină puternic tipul V_p = = cutremure prin presiune orizontală — faliere inversă.

Rezultatele obținute în acest studiu vor contribui la completarea catalogului de cutremure europene pentru care s-a studiat mecanismul, operație cerută de Comisia Seismologică Europeană și de Proiectul UNESCO pentru studiul seismicității zonei Balcanilor. Studiul statistic al celor 55 de soluții obținute pînă în prezent va permite stabilirea unor legități în manifestarea tectonicii de adîncime pe teritoriul României.

Primită la redacție la 20 aprilie 1972

LE MÉCANISME DANS LE FOYER POUR CINQ SÉISMES DANS LA RÉGION DE VRANCEA EN 1966

(*Résumé*)

On analyse la solution du plan de faille et l'état des tensions pour cinq séisme produits en Roumanie en 1966.

Les résultats confirment les recherches antérieures qui ont indiqué que les séismes intermédiaires de Vrancea, ayant $h > 100$, appartiennent au type V_p.

BIBLIOGRAFIE

1. Liviu Constantinescu, D. Enescu, *Fault-plane solutions for some Romanian earthquakes and their seismotectonic implications.* J. Geophys. Res., **69**, *4*, 667—674 (1964).
2. C. Radu, G. Purcaru, *Considerations upon intermediate earthquake-generating stress systems in Vrancea.* BSSA, **54**, *1*, 79—85 (1964).
3. C. Radu, *Contribution à l'étude du séisme du 1962 XI 9 (Vrancea)*, Rev. Roum. Géol., Géophys. et Géogr., Série de Géophysique, **9**, *2*, 149—154 (1965).
4. C. Radu, *On the intermediate earthquakes in the Vrancea region.* Rev. Roum. Géol., Géophys. et Géogr., Série de Géophysique, **11**, *2*, 113—120 (1967).
5. C. Radu, *Mecanismul în focar pentru trei cutremure vrîncene.* St. cerc. geol., geofiz., geogr., s. geofiz., **8**, *2* (1970).
6. Liviu Constantinescu, Anca Georgescu, Cornelius Radu, *About a shalow earthquake in Romania and its aftershocks.* Rev. Roum. Géol., Géophys. et Géogr., Série de Géophysique, **15**, *2*, 185—204 (1971).
7. C. Radu, D. Jianu, *Studiul cutremurului din 1969 XII 21 (Vrancea — România).* St. cerc. geol., geofiz. geogr., s. geofiz., **10**, *1*, 43—54 (1972).
8. C. Radu, *Mecanismul în focar pentru o serie de cutremure produse pe teritoriul României în perioada 1967—1969.* St. cerc. geol., geofiz., geogr., s. geofiz., **9**, *2*, 221—234 (1971).
9. H. Honda, *The mecanism of the earthquakes.* Publication of the Dominion Observatory Ottawa, **XX**, *2* (A Symposium) (1957).
10. A. R. Ritsema, *Earthquake-generating stress systems in Southeast Asia.* BSSA, **47**, *3*, 267—276 (1957).
11. J. H. Hodgson, R. S. Storey, *Tables extending Byerly's fault-plane techniques to earthquakes of any focal depth.* BSSA, **43**, *1*, 49—62 (1955).

ASUPRA POLUĂRII URBANE

DE

VALERIA WINTER*), AL. GRIGORIU**), N. FLOREA***), ELENA DECU**), MIRELA PETRESCU***), ANCA BROTE**), MAGDA CAZAN-CORBASCA**) şi M. MIHĂILĂ***)

1. SITUAŢIA ACTUALĂ A PROBLEMEI

Determinarea concentraţiei poluanţilor în oraş în funcţie de starea atmosferei este o problemă foarte complexă din punctul de vedere al cunoaşterii atît a parametrilor meteorologici, cît şi a parametrilor emisiilor poluante. Oraşul, prin el însuşi, creează condiţii pentru variaţii locale şi momentane ale parametrilor meteorologici şi poluanţilor, ceea ce obligă la măsurarea parametrilor meteorologici ori de cîte ori se colectează probele de aer poluat spre a putea stabili o eventuală corelaţie.

Problema surselor emitente în cazul oraşului poate fi studiată făcînd două aproximări.

Prima aproximare o reprezintă cazul surselor punctuale, limitate ca număr. În vederea obţinerii unui ordin de mărime al poluării în oraş, se pot utiliza formulele teoretice cunoscute (Bosanquet, Pearson, Sutton, 1955), care conduc la rezultate oarecum apropiate de cele obţinute pe cale experimentală. Formulele amintite, valabile pentru gaze, pot fi utilizate şi pentru aerosolii cu $\Phi < 5\ \mu$, care au o comportare analogă cu aceea a gazelor.

Cînd numărul surselor emitente este mare, formulele stabilite nu mai sînt valabile. În acest caz s-a făcut apel la o a doua aproximare, care este reprezentată de cazul întregului oraş ca un singur emitent uniform.

În adevăr, pornind de la ecuaţiile lui Sutton, Lucas [18] presupune că poluanţii sînt emişi în mod uniform de întreaga suprafaţă a oraşului şi nu de surse punctuale multiple. În afară de caracteristicile comune tuturor fenomenelor de difuzie (accentuarea poluării cu stabilitatea atmosferică şi cu scăderea vitezei vîntului), formula lui Lucas a permis punerea în evidenţă a unor anumite particularităţi ale difuziei poluanţilor în oraş, şi anume faptul că concentraţia globală ar rezulta din ansamblul surselor de emisie, că concentraţiile maxime s-ar produce la extremitatea oraşului sub vînt etc.

*) Observatorul astronomic al Academiei R.S.România.
**) Facultatea de fizică a Universităţii Bucureşti.
***) Institutul de construcţii Bucureşti.

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 259–274, BUCUREŞTI, 1972

Formula stabilită de Lucas nu a dat însă rezultate cînd a fost confruntată cu măsurătorile de teren. Căci măsurătorile au arătat că maximul concentraţiei poluanţilor este în centrul oraşului [8].

De asemenea s-a constatat că în parcuri concentraţia este mai scăzută decît rezultă din calculele lui Lucas, datorită unui curent de aer mai pur care coboară în parc prin convecţie naturală. În timpul verii, parcurile, datorită evapotranspiraţiei plantelor, sînt mai reci decît zona citadină a oraşului [12], iar în timpul iernii fenomenul se repetă datorită încălzirii substanţiale a zonei citadine a oraşului,cauzată de combustia menajeră [13].

O altă problemă care apare în cazul oraşului este efectul clădirilor asupra concentraţiei poluanţilor. În adevăr, se ştie că un obstacol plasat într-un fluid care se scurge provoacă o deviere a acestuia şi creează turbioane. Clădirile din oraş dau naştere la turbioane cu ax atît orizontal, cît şi vertical. Efectul lor general este să împrăştie poluanţii, dar în unele pieţe favorizează apariţia concentraţiilor mari ale acestora, din cauză că tuburile de curent sînt îngustate de profilul străzilor şi deci viteza de transport creşte şi densitatea mare a poluantului este transportată la distanţe mari fără diminuări apreciabile. În pieţe, curenţii de pe două-trei străzi învecinate aduc din semiplanul „în vînt" poluanţi. Prin urmare, rezultă că suprafeţele construite contribuie la creşterea instabilităţii atmosferei. Dacă atmosfera este iniţial stabilă, instabilitatea provocată de clădiri poate ajunge la o înălţime de cel puţin trei ori mai mare decît cea a clădirilor perturbatoare, cu atît mai sus cu cît viteza vîntului este mai mare [9]. Halitsky [15] a întreprins o serie de studii teoretice în vederea evaluării efectului suprafeţelor construite din oraş asupra concentraţiei poluanţilor.

În acelaşi timp, oraşul, privit ca o „insulă de căldură", creează prin el însuşi un curent ascendent important, care favorizează difuzia verticală.

Între diferitele formule teoretice, şi anume Lucas [18], Klingo [17], Gracheva [11], Berljand [4], Neiburger [19], Clarke [7], Hilst [16], Thompson [24], care încearcă să determine concentraţia poluanţilor şi datele obţinute pe cale experimentală, există o discrepanţă, căci în realitate difuzia poluanţilor este mai mare decît valoarea acesteia stabilită prin aproximări teoretice. Din acest motiv, pentru cunoaşterea situaţiei reale este mai indicat de a efectua studii experimentale asupra difuziei poluanţilor [1], [21]. În acest scop, specialiştii de la Saclay—Franţa folosesc din 1962 un trasor lipsit de toxicitate şi avînd viaţă scurtă în aer, anume uraninul [9]. Măsurătorile asupra împrăştierii uraninului în aerul poluat s-au făcut concomitent cu determinarea parametrilor meteorologici (viteza şi direcţia vîntului, temperatura şi umezeala aerului, precipitaţiile, gradientul termic vertical).

2. EVALUAREA CALITATIVĂ A POLUĂRII URBANE

Studiul poluării aerului din oraş reprezintă, după cum am văzut, un caz deosebit de dificil, căci o estimare cantitativă a poluării este practic imposibilă, chiar dacă considerăm oraşul ca o sursă unică de tip sursă-arie.

Numai o aproximație calitativă poate fi făcută pentru oraș, considerat ca o distribuție complexă de surse, și anume aplicînd considerații meteorologice. Ținînd cont de cele arătate mai înainte, ne-am propus să determinăm concentrația aerosolului atmosferic în București în perioada caldă a anului (iulie 1970 și 1971).

Dintr-un studiu anterior, făcut de noi pentru perioada rece a anului [26], a rezultat că în cazul orașului București factorul poluant predominant este traficul auto. Deoarece traficul auto are ca rezultat producerea unei emisii complexe de poluanți și ținînd seama de studiile făcute de un număr mare de cercetători asupra unei corelații foarte strînse între componentele poluantului auto [9], s-a ajuns la concluzia că se poate evalua această emisie prin măsurarea numai a unui singur poluant component.

Din acest motiv și, în plus, ținînd seama și de faptul că în perioada caldă a anului procesele de combustie menajeră sînt mai reduse, am determinat numai concentrația nucleelor Aitken în funcție de variația parametrilor meteorologici [10].

Detectarea particulelor submicroscopice de Φ, mergînd de la 0,01 la 0,1 μ, se face cu contorul portabil tip Scholz, în care aceste particule servesc ca nuclee de condensare într-o mică incintă în care se realizează mari saturații în vapori de apă, capabile să activeze aceste nuclee pentru a fi numărate sub formă de picături. Aparatul poate să înregistreze concentrații mergînd de la 500 la 10^7 particule/cm^3 și este folosit actualmente și în studiile asupra poluării aerului [6], [20]. Menționăm că noi am fost primii care am introdus în studiul poluării aerului contorul Scholz, măsurînd concentrația nucleelor Aitken ca element semnificativ la care pot fi raportate toate celelalte componente [26].

În cazul determinării concentrației nucleelor Aitken, am respectat condiția de izocinetism [3], adică colectarea probelor să fie făcută în același timp cu emisia poluantului.

Colectarea și determinarea concentrației nucleelor Aitken cu ajutorul contorului Scholz s-a făcut în două moduri :

1) în 1970, în luna iulie, s-au făcut determinări ale concentrației nucleelor Aitken în tot cursul zilei, în același loc ales, în plină stradă și într-o zonă verde imediat vecină, la două nivele de 0,50 și 1,60 m înălțime de la sol. Punctele alese pentru determinări au fost în acest caz următoarele :

a) Piața Chibrit (intersecția dintre calea Griviței și Bd. 1 Mai);

b) Piața Cosmonauților (centrul orașului);

c) cartierul Titan (aproape de zona industrială a orașului, într-o regiune cu circulație auto foarte scăzută);

d) intersecția de la Bufet (la marginea Parcului Delavrancea);

2) în 1971, în luna iulie, s-au făcut determinări ale concentrației nucleelor Aitken în tot cursul zilei, la nivelul de 2 m de la sol, în trei puncte diferite, aproape concomitent, cu un mic decalaj de timp necesar deplasării de la un punct la altul. Punctele alese pentru acest gen de determinări au fost următoarele :

a) Piața Chibrit (unul din cele mai aglomerate puncte de ieșire din oraș; circulația vehiculelor este foarte intensă în tot cursul zilei);

b) Piața Cosmonauților (este un punct situat în plin centrul orașului, cu circulație auto intensă și continuă);

c) Muzeul Satului (este situat la extremitatea oraşului, într-o regiune de parcuri şi vaste spaţii verzi; el a servit ca punct de referinţă, avînd, în general, o poluare foarte redusă). Concomitent cu luarea probelor, s-a măsurat la locul fiecărei determinări în parte umiditatea relativă a aerului U (în %), temperatura aerului T_a (în °C), presiunea atmosferică p (în mm Hg) şi viteza vîntului v (în m/s). De asemenea s-au înregistrat masele de aer, inversiunile termice şi nebulozitatea din zilele de observaţie. S-a notat în acelaşi timp şi numărul vehiculelor care treceau în momentul luării probelor de aer poluat.

Măsurătorile au fost executate uneori aproape simultan în locurile alese; alteori ele s-au succedat la aproximativ o jumătate de oră.

În timpul sezonului cald, cînd s-au făcut aceste măsurători, masele de aer aveau, în general, un caracter tropical, iar cîteodată polar vechi spre tropical (tabela 1).

Tabela 1

Data	Inversiuni	Mase de aer
14 VII 1970	inversiune la sol (0—600 m)	masă polară veche
15 VII 1970	inversiune la sol (0—350 m)	masă tropicală
16 VII 1970	inversiune în înălţime (700—1 200 m)	masă tropicală
20 VII 1970	izotermie la sol (0—350m), apoi inversiune pînă la 750 m	masă polară veche
23 VII 1970	inversiune la sol (0—250 m)	masă tropicală
19 VII 1971	inversiune la sol (0—300 m)	masă tropicală
22 VII 1971	,, ,,	masă polară veche
23 VII 1971	,, ,,	masă de amestec polar trece în tropical
24 VII 1971	inversiune la sol (0—150 m)	,, ,,

Se ştie că masele de aer calde sau reci, deplasîndu-se deasupra unui teritoriu continental sau maritim, îşi modifică treptat caracterul, începînd cu pătura de la bază. În masa caldă (tropicală) trecută pe teritoriul rece, se produce o răcire a păturii inferioare şi deci apare o inversiune „de sol", ceea ce conferă o mare stabilitate stratului inferior şi împiedică convecţia, lăsînd liberă turbulenţa. Stratul stabil de inversiune este cu atît mai înalt, cu cît viteza vîntului este mai mare. În masa rece (polară), încălzirea pe care o suferă la bază deasupra teritoriului cald provoacă o instabilitate care conduce la convecţie.

În zilele în care s-au semnalat mase de aer tropical, temperatura aerului a crescut mult, ajungînd la circa 31°C la umbră, în timp ce în zilele cu mase de aer polar vechi s-au înregistrat temperaturi mai scăzute, ajungînd pînă la circa 17,5°C la umbră.

În întreaga perioadă studiată au fost semnalate inversiuni termice (tabela 1) de diferite grosimi şi intensităţi. Importanţa acestor inversiuni de sol ca factor care împiedică evacuarea poluanţilor în înălţime a fost semnalată prin studii complexe de către Sonkin [22] şi Burenin [5]. În afară de o singură zi, cînd inversiunea a fost în altitudine (de la 700 la 1 200 m), restul inversiunilor au început chiar de la sol, întinzîndu-se pe cîteva sute de metri. Înălţimea inversiunilor de la sol a fost variabilă (de la 150 la 750 m), ceea ce a dus la straturi de amestec variabile ca grosime. De obicei stratul de amestec mai subţire are o concentraţie mai mare de poluanţi pentru aceeaşi sursă de poluanţi dată faţă de un strat mai înalt. Acest lucru poate fi constatat dacă analizăm concentraţiile nucleelor Aitken în funcţie de înălţimea inversiunilor din zilele respective (fig. 1).

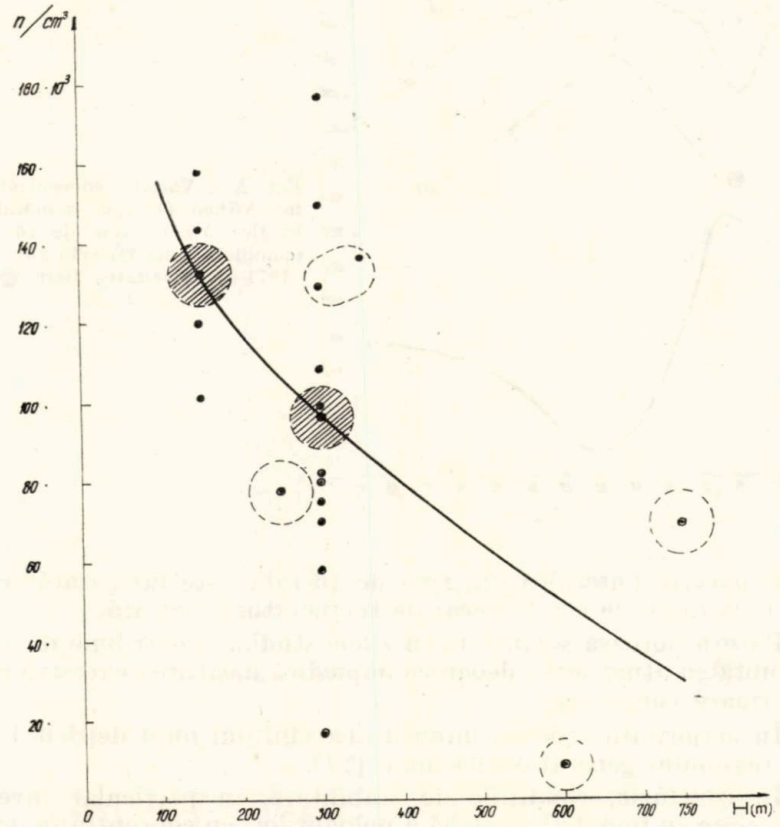


Fig. 1. — Variaţia concentraţiei nucleelor Aitken (valori medii) în funcţie de grosimea stratului de amestec.

Inversiunile semnalate au fost însoţite de nebulozitate accentuată, ajungînd aproape în toate zilele pînă la 100%. Ziua în care s-a înregistrat o inversiune în înălţime (de la 700 la 1 200 m) a fost, în schimb, complet senină. Acest lucru a favorizat convecţia din timpul zilei care a contribuit

la antrenarea în înălţime a poluanţilor, producînd astfel o scădere substanţială a concentraţiei acestora, în ciuda faptului că numărul vehiculelor care treceau în momentul observaţiei era mare (~ 1 400 m/h).

Acest fenomen iese în evidenţă dacă comparăm două zile opuse din punctul de vedere al nebulozităţii. Să considerăm zilele de 16 iulie 1970 (complet senin) şi de 22 iulie 1971 (nebulozitate 100%). În timp ce concentraţia nucleelor Aitken este scăzută în ziua de 16 iulie 1970 datorită convecţiei, concentraţia aceloraşi nuclee este mare în ziua de 22 iulie 1971, cu toate că numărul de vehicule/oră este aproape acelaşi în ambele zile (fig. 2).

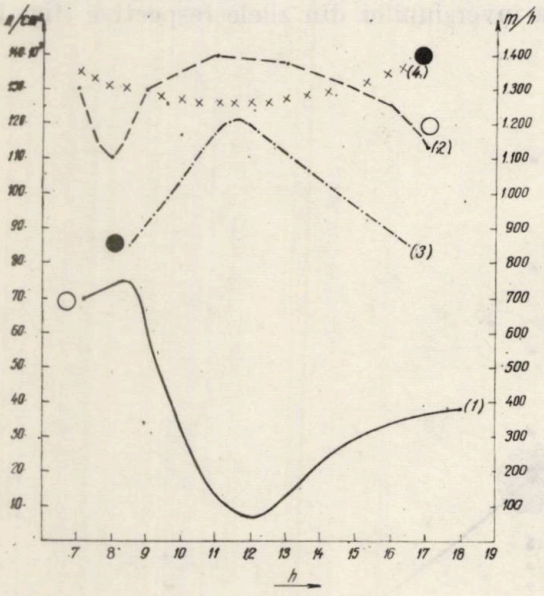


Fig. 2. — Variaţia concentraţiei nucleelor Aitken (*1*) şi a numărului de vehicule/oră (*2*) în ziua de 16 iulie 1970 (complet senină O) şi în ziua de 22 iulie 1971 (nebulozitatea 100% ●) (*3*), (*4*).

Convecţia puternică din ziua de 16 iulie este favorizată şi de prezenţa unei mase de aer tropical de temperatură ridicată.

Pătura noroasă semnalată în zilele studiate contribuie de asemenea la stabilitatea atmosferei, deoarece împiedică încălzirea excesivă a solului, prin urmare convecţia.

În majoritatea zilelor, intensitatea vîntului nu a depăşit 1 m/s din cauza regimului general anticiclonic [14].

În concluzie, condiţiile de stabilitate, în particular inversiunile, sînt asociate cu împrăştiere slabă a poluanţilor, cu concentraţie mare a lor deasupra unei regiuni limitate [2].

Se ştie că acţiunea depoluantă a precipitaţiilor (ploaie, zăpadă, chiar ceaţă) se manifestă sub trei aspecte :

a) în cursul condensării picăturilor sau microcristalelor de nor sau ceaţă se colectează nu numai vaporii de apă din atmosferă, ci, sub influenţa gradientului centripet al vaporilor, sînt colectate şi microparticule din aer : nucleele Aitken (0,01—0,1 μ) şi nucleele de condensare (0,1—1 μ). Prin

aceasta, aerul norului sau al ceții este deposedat de exact microelementele aerosolului care au acces în cavitățile alveolare pulmonare;

b) în cursul căderii elementelor de precipitații (ploaie, zăpadă), sînt colectate prin coalescență gravitațională pe parcursul de cădere mai ales elementele mari ale aerosolului atmosferic (nucleele gigante și pulberile);

c) în același timp, în tot aerul de sub nor, și cu deosebire în pătura din apropierea solului, umezeala relativă crește foarte mult din pricina evaporării picăturilor în cădere. Aceasta are ca efect solubilizarea particulelor mari de aerosol și transformarea lor în picături-germeni cu viteză sporită de sedimentare gravitațională, ceea ce face ca numărul nucleelor sesizabile la sol să crească din cauza măririi volumului și a îmbogățirii stratului inferior prin sedimentare din stratele superioare. Aerul astfel umezit de ploaie se autopurifică cu încetul în orele care urmează;

d) singurul efect negativ al precipitațiilor este stabilizarea păturii de aer de lîngă sol, ca urmare a răcirii acesteia în urma evaporării picăturilor de ploaie sau cristalelor de zăpadă. După cum am văzut, răcirea poate conduce, dar nu întotdeauna, la apariția unei inversiuni la sol, ceea ce va împiedica depoluarea prin evacuare convectivă în altitudine.

Trebuie semnalată de asemenea pentru perioada caldă a anului influența mare pe care o reprezintă în diminuarea concentrației nucleelor spațiile verzi din oraș. În adevăr, în orice condiții meteorologice, nu este deloc neglijabilă turbulența dinamică care apare în spațiile verzi și care contribuie în mod substanțial la micșorarea concentrației nucleelor, deoarece silește filoanele de aer să treacă prin coronamentul arborilor, care constituie un filtru pentru poluanți. În plus, din cauză că spațiile verzi sînt mai reci decît zona citadină învecinată, aerul din aceste spații se răspîndește către vecinătățile citadine, fiind astfel mereu realimentat cu aerul mai pur din înălțime.

Dacă analizăm zilele de 19 iulie 1971 (Muzeul Satului) și de 20 iulie 1970 (Bufet), constatăm o scădere a concentrației nucleelor în zona verde față de stradă (fig. 3). Aceasta este subliniată îndeosebi în ziua de 20 iulie 1970, unde se observă o corespondență între maximul concentrației nucleelor și al numărului de vehicule/oră pentru măsurătorile efectuate în stradă, în timp ce în parc curba concentrației este complet aplatisată, indicînd o valoare net scăzută față de cea obținută în stradă în imediata vecinătate a traficului auto.

Puternica autoinfestare a orașului cu aerosoli nocivi este în parte diminuată prin faptul că în oraș convecția, ca mijloc de evacuare în altitudine, este, la rîndul ei, mai puternică. Cu toate acestea, spațiile verzi rămîn mai pure decît spațiile citadine (fig. 4), datorită următoarelor fenomene:

— infestare mai slabă;
— filtrarea aerosolului prin coronamentul arborilor;
— alimentarea descendentă continuă cu aer mai pur din înălțime.

Variația concentrației nucleelor cu numărul vehiculelor/oră este perfect ilustrată și de faptul că valorile cele mai mari ale concentrației nucleelor înregistrate în Piața Cosmonauților (1971) corespund celor mai mari valori ale vehiculelor/oră, semnalate tot în Piața Cosmonauților (fig. 5).

De asemenea am găsit o diferenţă netă între valorile concentraţiei nucleelor măsurate în Piaţa Chibrit ($177 \cdot 10^3$ particule/cm^3) şi cele măsurate în acelaşi timp într-o stradă învecinată cu circulaţie auto redusă ($36 \cdot 10^3$ particule/cm^3).

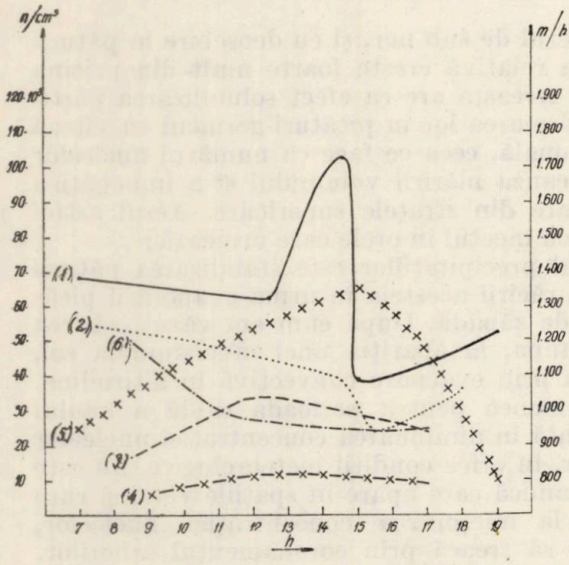


Fig. 3. — Variaţia concentraţiei nucleelor Aitken în zonă citadină (*1*) şi zonă verde învecinată (*2*) în zilele de 20 iulie 1970 şi 19 iulie 1971 (*3*), (*4*) în funcţie de numărul de vehicule/oră (*5*), (*6*).

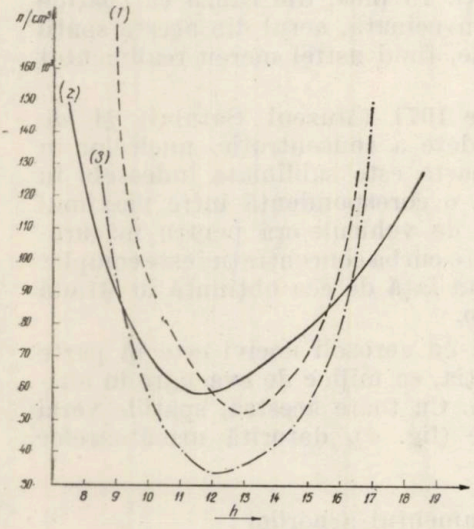


Fig. 4. — Variaţia concentraţiei nucleelor Aitken în zonele citadine Piaţa Chibrit (*1*), Piaţa Cosmonauţilor (*2*) şi zona verde Muzeul Satului (*3*).

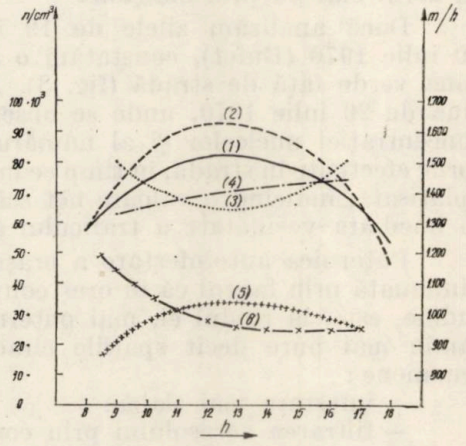


Fig. 5. — Variaţia concentraţei nucleelor Aitken cu numărul de vehicule/oră în Piaţa Cosmonauţilor (1) (*2*), Piaţa Chibrit (*3*), (*4*) şi Muzeul Satului (*5*), (*6*).

În general, s-a constatat, în medie, o creştere uşoară a concentraţiei nucleelor în iulie 1971 faţă de iulie 1970, căreia i-a corespuns o uşoară

creştere a numărului de vehicule/oră, care atestă faptul că în oraş concentraţia poluanţilor este funcţie mai ales de emisia locală.

3. ANALIZA REZULTATELOR EXPERIMENTALE

Ne-am propus să analizăm variaţia concentraţiei nucleelor Aitken în cele trei staţii alese, unde măsurătorile s-au făcut concomitent (Piaţa Cosmonauţilor, Piaţa Chibrit şi Muzeul Satului), ţinînd cont de variaţia diurnă a următorilor parametri : temperatura aerului, umezeala relativă a aerului şi numărul de vehicule/oră.

Deoarece numărul absolut de nuclee era foarte diferit de la o staţie la alta, pentru a putea reprezenta toate staţiile pe acelaşi grafic şi a putea astfel analiza efectul factorilor măsuraţi am exprimat măsurătorile în procente faţă de propria lor medie pentru fiecare staţie.

Curbele de pe reprezentările izopletare făcute reprezintă deci intensificarea sau slăbirea poluării faţă de valoarea medie.

Pe axele reprezentărilor izopletare au fost trecute perechile de parametri care intră în analiză.

A. 19 IULIE 1971 (FIG. 6*a*—*e*)

Ziua de 19 iulie este caracterizată prin valori ceva mai scăzute ale concentraţiei medii a nucleelor faţă de celelalte zile analizate. În acelaşi timp, în această zi a fost înregistrată şi cea mai mare temperatură a aerului, care a favorizat, accentuînd caracterul de „insulă de căldură" al oraşului, evacuarea în tot cursul zilei a poluanţilor în înălţime.

Dacă analizăm graficele din 19 iulie, constatăm următoarele :

— o tendinţă de creştere a concentraţiei nucleelor la temperatura mică a aerului (fig. 6*a*) şi la umezeala relativă mare a acestuia (fig. 6*b*);

— în figurile 6*c* şi 6*d*, corelaţiile sînt slab exprimate ;

— ţinînd seama de lipsa lor de expresivitate şi analizînd figura 6*e*, putem atribui uşoara creştere a concentraţiei nucleelor în imediata apropiere a amiezii unui slab efect al combustiilor menajere.

B. 22 IULIE 1971 (FIG. 7*a*—*e*)

Ceea ce caracterizează ziua de 22 iulie este nebulozitatea de 100% şi declanşarea ploii între orele 13,00 şi 16,00. Deci producerea ploii va determina alura variaţiei concentraţiei nucleelor Aitken.

Din grafice rezultă o creştere a concentraţiei nucleelor spre amiază (fig. 7*a*) odată cu creşterea umezelii relative (fig. 7*b*) ca urmare a evaporării picăturilor în cădere. Creşterea umezelii a favorizat trecerea nucleelor de la faza nucleu la faza picătură-germen. În adevăr, ploaia, în prima ei fază, prin mărirea umezelii activează micronucleele şi le aduce în zona de măsură.

După încetarea ploii se constată la aproximativ o oră şi jumătate (fig. 7*b*, *e*) concentraţii scăzute ale nucleelor, deoarece în acest caz aerul

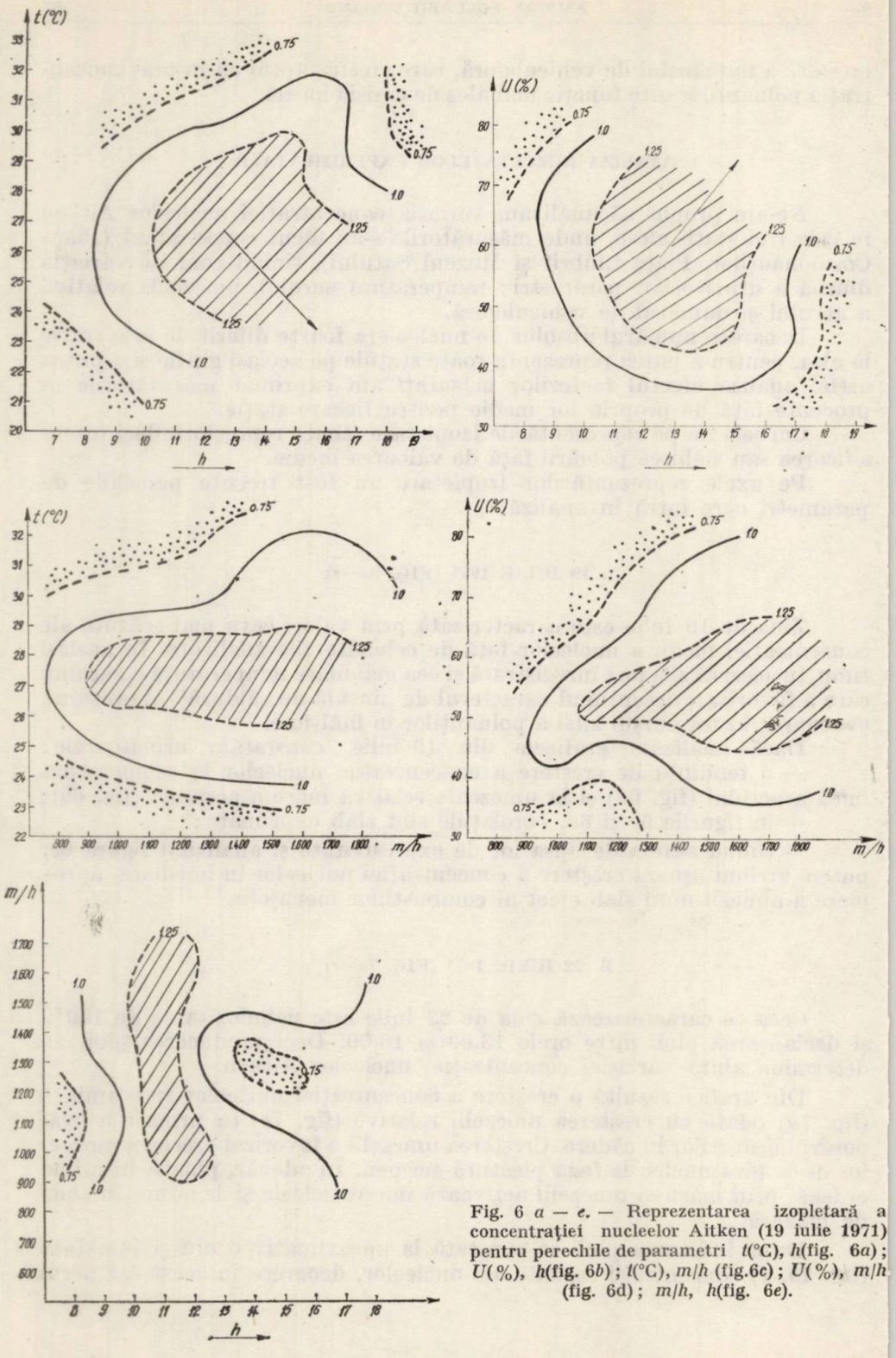
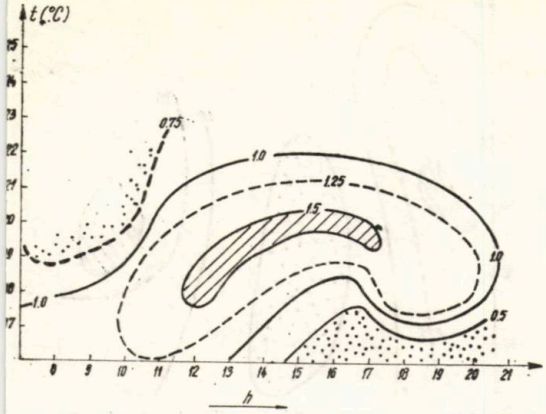
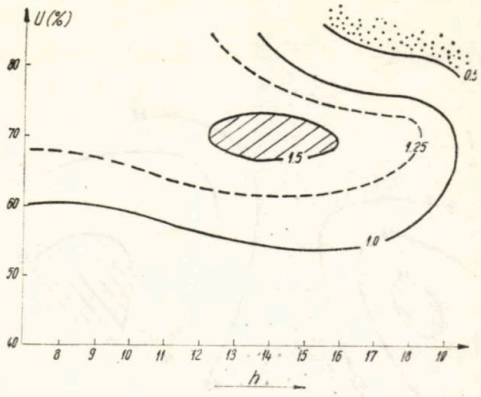
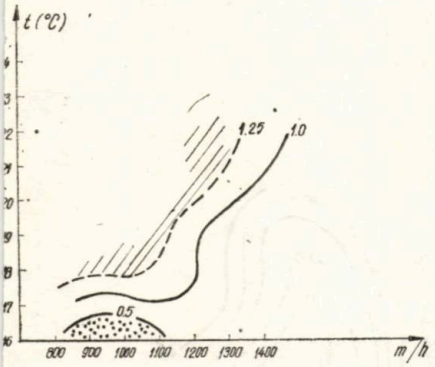
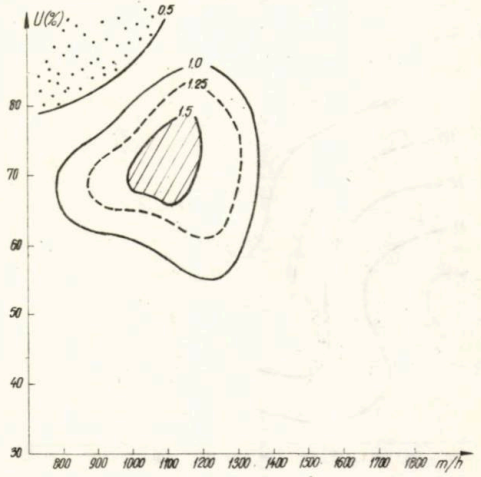


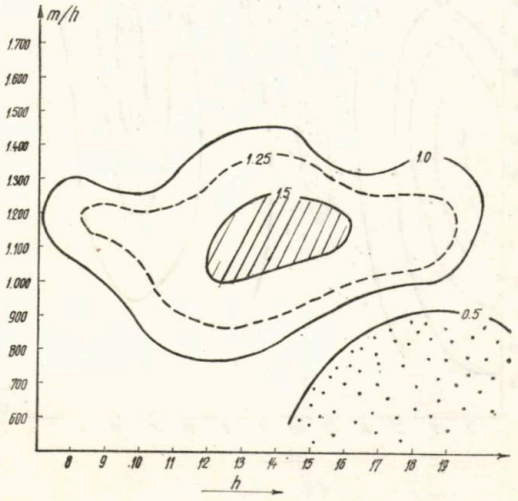
Fig. 6 *a* — *e*. — Reprezentarea izopletară a concentraţiei nucleelor Aitken (19 iulie 1971) pentru perechile de parametri *t*(°C), *h*(fig. 6*a*); *U*(%), *h*(fig. 6*b*); *t*(°C), *m*/*h* (fig.6*c*); *U*(%), *m*/*h* (fig. 6d); *m*/*h*, *h*(fig. 6*e*).











ig. 7 *a—e*. — Reprezentarea izopletară a con-
entrației nucleelor Aitken (22 iulie 1971) pen-
ru perechile de parametri *t*(°C), *h*(fig. 7*a*);
(%), *h* (fig. 7*b*); *t*(°C), *m*/*h* (fig. 7 *c*); U(%),
m/*h* (fig. 7*d*); *m*/*h*, *h* (fig. 7*e*).

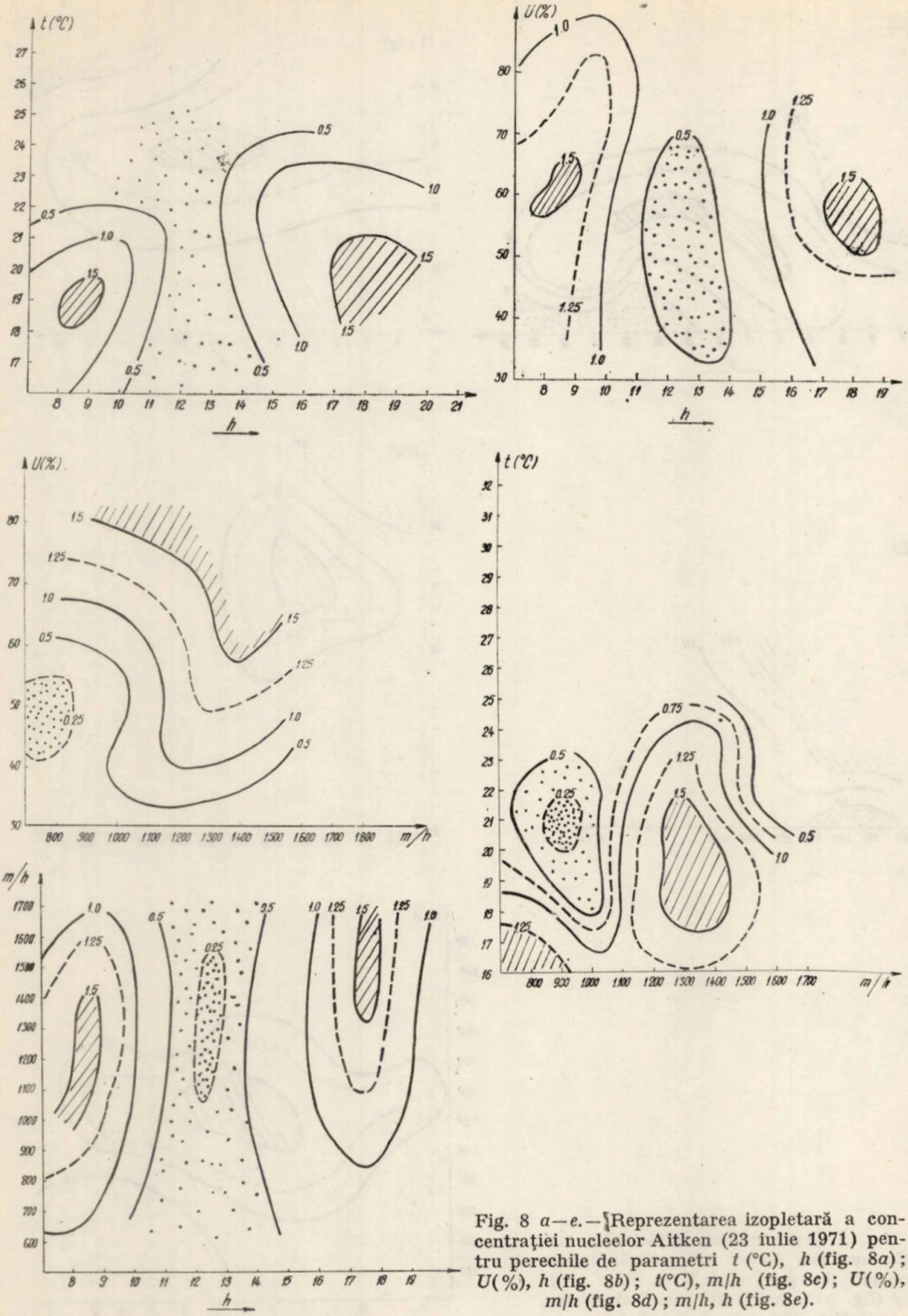


Fig. 8 *a*—*e*.—Reprezentarea izopletară a concentrației nucleelor Aitken (23 iulie 1971) pentru perechile de parametri t (°C), h (fig. 8*a*); U(%), h (fig. 8*b*); t(°C), m/h (fig. 8*c*); U(%), m/h (fig. 8*d*); m/h, h (fig. 8*e*).

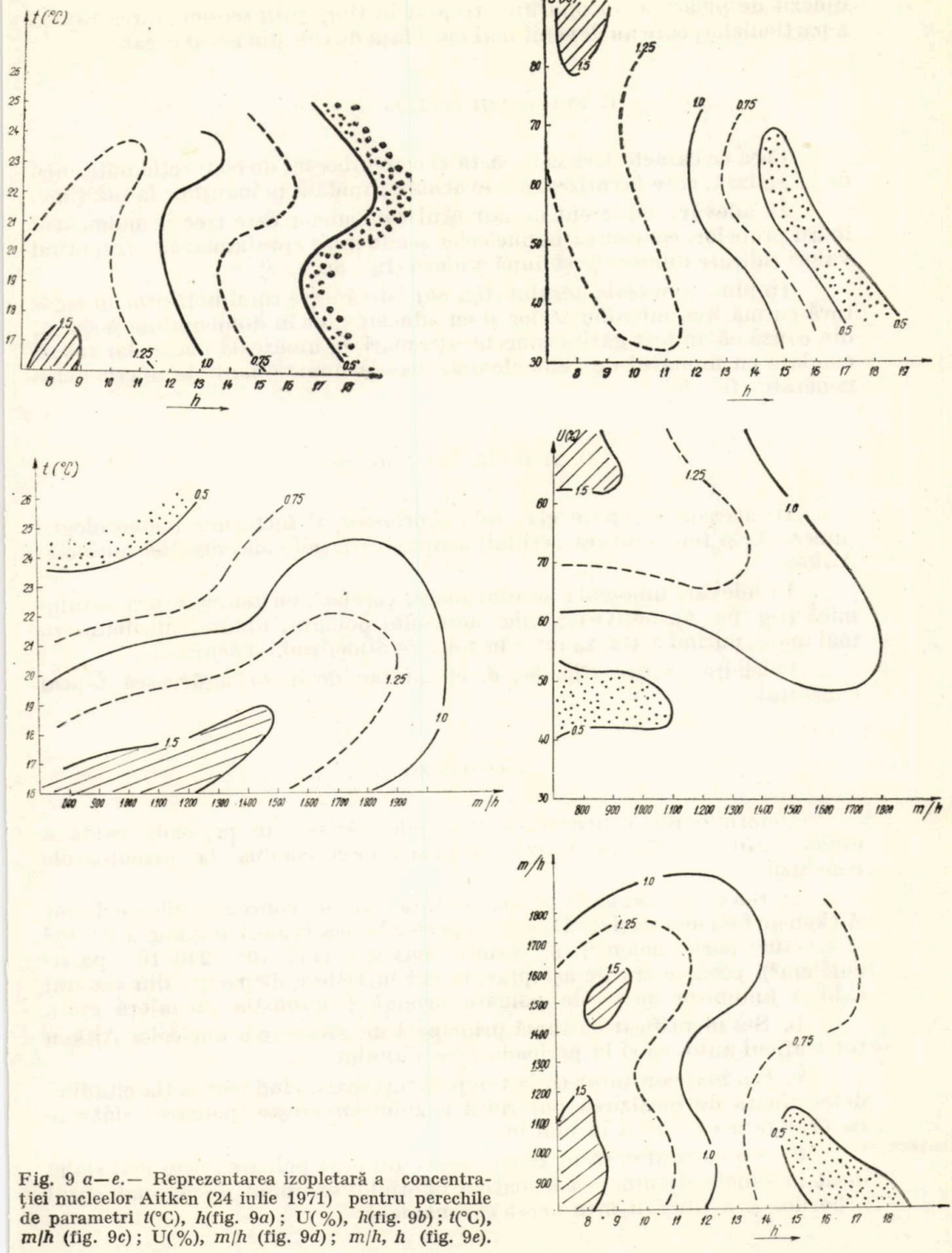


Fig. 9 *a—e.*— Reprezentarea izopletară a concentrației nucleelor Aitken (24 iulie 1971) pentru perechile de parametri *t*(°C), *h*(fig. 9*a*); U(%), *h*(fig. 9*b*); *t*(°C), *m/h* (fig. 9*c*); U(%), *m/h* (fig. 9*d*); *m/h*, *h* (fig. 9*e*).

umezit de ploaie se autopurifică treptat în timp prin sedimentarea rapidă a particulelor, care au devenit mai mari faţă de cele din aerul uscat.

C. 23 iulie 1971 (FIG. 8*a*—*e*)

Ceea ce caracterizează această zi este procesul de convecţie puternică de la amiază, care favorizează o evacuare rapidă a poluanţilor la înălţime.

În adevăr, indiferent de numărul vehiculelor care trec în momentul luării probelor, concentraţia nucleelor scade mult spre amiază, prezentînd valori ridicate dimineaţa şi după amiaza (fig. 8*a*, *c*, *e*).

În plus, umezeala aerului (fig. 8*b*) îşi vădeşte rolul hotărîtor în legătură cu mărirea micronucleelor şi cu aducerea lor în domeniul de măsură, din cauză că au fost găsite concentraţii mari la umezeală mare, dar totuşi corelate cu numărul de vehicule/oră, deci la număr mare de micronuclee generate (fig. 8*d*).

D. 24 IULIE 1971 (FIG. 9*a*—*e*)

În această zi apare clar rolul hotărîtor al factorilor meteorologici (umezeala şi temperatura aerului) asupra variaţiei concentraţiei nucleelor Aitken.

În adevăr, umezeala aerului mare, corelată cu temperatura aerului mică (fig. 9*a*, *b*), activează microaerosolul poluant, dîndu-i un diametru mai mare, putînd astfel să intre în zona de dimensiuni măsurabile.

Celelalte grafice (fig. 9*c*, *d*, *e*) nu fac decît să întărească faptul constatat.

4. CONCLUZII

Determinarea concentraţiei nucleelor Aitken în perioada caldă a anilor 1970 şi 1971 în oraşul Bucureşti ne-a condus la următoarele concluzii:

a. S-a constatat că în perioada caldă a anului concentraţiile nucleelor Aitken au fost mai mici decît cele din perioada rece (valori minime $1{,}2 \cdot 10^3$ —$4{,}8 \cdot 10^3$ particule/cm^3) şi valori maxime ($177 \cdot 10^3$—$240 \cdot 10^3$ particule/cm^3), ceea ce era de aşteptat, avînd în vedere dispariţia din sezonul cald a anumitor surse de poluare urbană (combustia menajeră etc.).

b. S-a identificat ca sursă principală de generare a nucleelor Aitken tot traficul auto, ca şi în perioada rece a anului.

c. S-a mai constatat că la temperaturi mari, cînd convecţia citadină determinată de încălzirea puternică a zidurilor creşte, poluarea slăbeşte ca urmare a evacuării în înălţime.

d. S-a constatat că în zonele verzi din oraş poluarea este mai slabă decît în zonele citadine, ca urmare a barajului exercitat de coronamentul arborilor şi a filtrării prin acest coronament.

e. Nu s-a putut pune în evidenţă rolul vitezei şi al direcţiei vîntului, deoarece în întreaga perioadă studiată viteza vîntului a fost mică, ajungîndu-se uneori la situaţia de calm atmosferic.

f. S-a pus în evidenţă rolul inversiunilor termice ca baraj al difuziei poluanţilor în înălţime.

g. S-a pus de asemenea în evidenţă variaţia concentraţiei nucleelor Aitken invers proporţională cu grosimea stratului de amestec (inversiune).

Primită la redacţie la 28 aprilie 1972

ON TOWN POLLUTION

(Abstract)

The authors performed an estimation of pollution in Bucharest in the warm period of the year, taking into account the influence of meteorological factors on pollutant concentration.

Aitken nuclei concentration was taken as criterion.

The following conclusions result:

1) considerable pollutant concentration decreases in summer;

2) car traffic is the main pollutant source in town;

3) convection causes manifest decrease of pollutants by carrying them upwards;

4) air filtration through tree crowns causes marked pollutant decrease in green areas as compared to town ones;

5) pollutant concentration decreases with increasing depth of the inversion layer and with increasing turbulence near ground both being hindrances for convection.

BIBLIOGRAFIE

1. N. N. Aleksandrov, G. S. Gunija, *Măsurarea concentraţiei c a pulberilor atmosferice prin metodă radiometrică*. Trudy glavn. geofiz. Obs. A. I. Voejkova, Leningrad (SSSR) *238*, 115–122 (1969).
2. M. A. Atwater, *The radiation budget for polluted layers of the urban environment*. J. Appl. Meteorol. (USA), **10**, *2*, 205–214 (1971).
3. M. Benarie, S. Panof, *Notes sur le prélèvement des particules solides en suspension dans un gaz en écoulement turbulent*. J. Aerosol. Sci. (G.B.), **1**, *1*, 21–33 (1970).
4. M. E. Berljand, O. I. Kurenbin, *Difuzia amestecurilor în cazul atmosferei calme*. Trudî glavn. geofiz. Obs. A. I. Voejkova, Leningrad (SSSR), *238*, 3–13 (1969).
5. N. S. Burenin, B. B. Goroshko, *Studiul poluării atmosferei oraşelor cu reziduuri industriale*. Trudî glavn. geofiz. Obs. A. I. Voejkova, Leningrad, (SSSR), *238*, 136–144 (1969).
6. C. Cabrol, A. Chapuis, L. Commanay, *Appareil de mesure de la concentration des noyaux de condensation dans l'atmosphère*. Rev. Med. Toulouse, **6**, *8*, 587–591 (1970).
7. T. F. Clarke, J. L. Mc Elroy, *Experimental studies of the nocturnal urban boundary layer*. World meteorol. Organiz. tech. Note (Switz.), *108*, 108–112 (1970).
8. S. R. Craxford, M. L. P. M. Weatherley, *Air pollution and town planning*, Compte rendu de la Conférence de l'Air Pur, Harrogate, National Society for Clean Air, London, 1964, p. 26.
9. J. P. Détrie, *La pollution atmosphérique*, Paris, Dunod, 1969, p. 597.
10. L. Facy, *Intervention des facteurs météorologiques dans la pollution atmosphérique*. Revue de l'Association pour la Prévention de la Pollution atmosphérique, **2**, 41 (1959).
11. I. G. Gracheva, J. S. Kauchan, R. I. Onikul, G. V. Benjaminson, *Calculul poluării atmosferei plecînd de la surse multiple*. Trudî glavn. geofiz. Obs. A. I. Voejkova, Leningrad (SSSR), *238*, 14–26 (1969).

12. ALEX. GRIGORIU, VALERIA WINTER, MAGDA CAZAN-COROBASCA, MIRELA PETRESCU, C. ANGHELESCU, GH. ANDREESCU, *Asupra parametrilor fizici biotropi din zonele verzi şi zonele citadine*. St. cerc. geol., geofiz., geogr., s. geofiz., **6**, *2*, 225—233 (1968).
13. H. GRISOLLET, B. GUILMET, R. ARLÉRY, *Climatologie*, Paris, Gauthier-Villars, 1962.
14. H. GRISOLLET, *Étude du vent et de la brise diurne à Paris au sommet de la Tour Saint-Jacques*, Paris, Direction de la Météorologie nationale, 1965 (Monographie nr. 46, 30).
15. Y. HALITSKY, *Diffusion of vented gas around buildings*. Journal A.P.C.A., **2**, 74 (1962).
16. G. R. HILST, N. E. BROWNE, *Diffusion d'aérosols dans le vent, provenant d'un complexe urbain*. Environment. Sci. Technol. (USA), 5, *4*, 327—333 (1971).
17. V. V. KLINGO, *Difuzia particulelor mici într-un flux atmosferic turbulent*. Trudî glavn. geofiz. Obs. A. I. Voejkova, Leningrad (SSSR), *238*, 48—63 (1969).
18. D. H. LUCAS, *The atmospheric pollution of cities*. International Journal of Air Pollution, *1/2*, 71—86 (1958).
19. M. NEIBURGER, *Diffusion models of urban air pollution*. World meteorol. Organiz., tech. Note (Switz.), *108*, 248—262 (1970).
20. A. J. JR. NESTI, *The condensation nuclei counter as an air pollution weapon*. Opt. Spectra (USA), *4*, *7*, 76—79 (1970).
21. R. LE QUINIO, J. HUGON, *Expériences de diffusion atmosphérique en vraie grandeur*. Revue de la météorologie, **69**, 177 (1963).
22. L. R. SONKIN, T. P. DENISOVA, *Condiţii meteorologice pentru formarea perioadelor de poluare intensă a aerului din oraşe*. Trudî glavn. geofiz. Obs. A. I. Voejkova, Leningrad (SSSR), *238*, 33—41 (1969).
23. O. G. SUTTON, *Atmospheric turbulence*, London, Methuen et Co., Ltd., 1955, p. 111.
24. R. THOMPSON, *Numeric calculation of turbulent diffusion*. Quart. J. r. meteorol. Soc. (G.B.), **97**, *411*, 93—98 (1971).
25. VALERIA WINTER, ALEX. GRIGORIU, MIRELA PETRESCU, N. FLOREA, M. MIHĂILĂ, ELENA DECU, MAGDA CAZAN-CORBASCA, ANCA BROTE, *Sur l'aérosol atmosphérique comme facteur polluant*. Revue Roumaine de Géophysique de l'Académie RSR, nr. *1* (1972).
26. VALERIA WINTER, *Asupra concentraţiei nucleelor Aitken la Bucureşti*. St. cerc. fiz., **XI**, *1*, 129—138 (1960).

DESPRE UTILIZAREA CALIFORNIULUI—252 ÎN RADIOMETRIE

DE

ALUNA BRANA-ZUGRĂVESCU

Institutul de geofizică aplicată, Bucureşti, Str. Izvor 78

1. INTRODUCERE

Radioizotopul californiu—252, descoperit relativ recent (1952), izolat mai tîrziu (1958) şi produs prin bombardarea curiului cu ioni de He într-un reactor nuclear, se caracterizează printr-o emisiune mare de neutroni prin fisiune spontană ($2{,}34 \cdot 10^{12}$ n/s/g) şi o perioadă de înjumătăţire suficient de lungă (2,65 ani). Aceste proprietăţi fac ca utilizarea lui ca sursă izotopică de neutroni în metoda activării să aducă în diferite domenii ale ştiinţei foloase însemnate; dintre ele indicăm cele aduse medicinii, industriei, explorării mineralelor, explorării petrolului, hidrologiei, geologiei inginereşti, explorării spaţiului cosmic, agriculturii şi cercetării ştiinţifice.

2. PROPRIETĂŢILE FIZICE, CHIMICE ŞI NUCLEARE ALE CALIFORNIULUI—252

2.1. PROPRIETĂŢI FIZICE

Raza ionică a Cf^{3+} : $0{,}96 \pm 0{,}01$ Å

Linii de absorbţie spectrală: 435, 442, 473, 491, 602, 645, 675, 745, 770 mμ

Momentul magnetic al Cf^{3+} : 9,2 magnetoni Bohr

Structura cristalină a componenţilor:

Cf_2O_3 prin ardere la 1 200°C : monoclinic de tip SmO_3

Cf_2O_3 prin hidroliza CfOCl : cubic de tip Sm_2O_3

$CfCl_3$ preparat din Cf_2O_3 : hexagonal de tip UCl_3

CfOH preparat de CfF_3 : cubic de tip fluoric

CfOCl : tetragonal de tip PbFCl

Volumul molecular al Cf_2O_3 monoclinic : $73{,}3 \pm 0{,}2$ Å^3/moleculă

ST. CERC. GEOL. GEOGR., GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 275—279, BUCUREŞTI, 1972

2.2. PROPRIETĂŢI CHIMICE

Californiul este unul din elementele actinice şi are numărul 98 în tabelul periodic al elementelor. Proprietăţile lui chimice se aseamănă cu cele ale disprosiului, omologul lui din seria lantanidelor. În soluţie a fost confirmată numai starea trivalentă pozitivă a californiului, ionul de californiu tripozitiv fiind coprecipitat cu un purtător tipic trivalent, ca fluorura de lantan, oxalatul sau hidroxidul de lantan. Nitratul, sulfatul, clorura şi celelalte halide, precum şi percloratul, sînt solubile în apă.

Deşi proprietăţile chimice ale tuturor actinidelor trivalente şi lantanidelor sînt similare, ele pot fi separate unele de altele prin schimb ionic sau prin extragerea în contracurent a solventului. O combinaţie a acestor tehnici este folosită pentru a separa californiul de precursorii lui (Am, Cm şi Bk) şi de lantanidele produse prin fisiune.

2.3. PROPRIETĂŢI NUCLEARE

Californiul—252 se dezintegrează atît prin emisie α, cît şi prin fisiune spontană, cu o perioadă efectivă de înjumătăţire de $2{,}646 \pm 0{,}004$ ani. Pentru fiecare 31,3 emisiuni de particule α apare o fisiune spontană, care produce 3,76 neutroni. Spectrul de energie neutronică al californiului—252 are un maxim la 1,0 milioane eV; energia medie a neutronilor este 2,348 milioane eV. Californiul—252 emite şi fotoni γ.

Alte proprietăţi nucleare ale californiului—252 sînt:

— perioada de înjumătăţire a dezintegrării α: $2{,}731 \pm 0{,}007$ ani;
— perioada de înjumătăţire a fisiunii spontane: $85{,}5 \pm 0{,}5$ ani;
— energia medie a particulei α: 6,117 milioane eV;
— emisia gama: $1{,}3 \cdot 10^{13}$ fotoni/s/g;
— temperatura de dezintegrare: 38,5 W/g (51,1% prin fisiune, 48,9% prin dezintegrare);
— neutroni/fisiune spontană: 3,76 neutroni;
— activitate neutronică specifică: $4{,}4 \cdot 10^{9}$ neutroni/s/curie;
— emisia de neutroni: $2{,}34 \cdot 10^{12}$ neutroni/s/g.

3. DESPRE ANALIZA PRIN ACTIVARE NEUTRONICĂ

Analiza prin activare neutronică constă în determinarea greutăţii unui anumit element într-o probă prin măsurarea radioactivităţii (în general radiaţia γ) induse în această probă prin iradiere cu neutroni.

Un radioizotop creat prin bombardarea neutronică a unui element se recunoaşte prin:

— energia radiaţiilor γ pe care le emite (egală cu energia picului fotoelectric din spectrul de absorbţie al energiei);

— perioada de înjumătăţire (care se determină trasînd curba de înjumătăţire a activităţii sub picul fotoelectric la intervale regulate ale spectrului de energie).

Cunoscînd aceste două caracteristici, cu ajutorul unui tabel de reacţii nucleare se poate deduce care element prin activare a dat radio-

izotopul obținut. Determinarea poate fi calitativă (poziția picului foto este caracteristică elementului de determinat) sau cantitativă (deoarece activitatea măsurată este proporțională cu cantitatea elementului urmărit).

Un ansamblu de analiză prin activare trebuie să cuprindă :

— o sursă de neutroni pentru a iradia proba ;

— un sistem de măsurare pentru a măsura energia radiațiilor emise și caracteristicile de înjumătățire.

Activitatea indusă în probă se datorează formării de radioizotopi ; aceștia se dezintegrează după o lege care exprimă că în fiecare moment numărul de nuclee ale radioizotopului ce se dezintegrează este proporțional cu numărul de nuclee prezente în radioizotop :

$$\mathrm{d}N = -\lambda N\,\mathrm{d}t,$$

λ fiind constanta radioactivă a elementului, egală cu $\frac{0{,}693}{T}$ (T fiind timpul care trebuie să treacă pentru ca jumătate din nucleele radioizotopului să se dezintegreze).

Cînd se formează un singur radioizotop, procesele se petrec sub forma :

$$F + n \rightarrow G^{x} \searrow H,$$

unde F este izotop stabil, n neutroni, G^{x} radioizotop instabil și H radioizotop stabil.

Activitatea indusă $A_G^{t_{dez}}$ este dată de formula

$$A_G^{t_{dez}} = N\Phi \frac{\sigma_F\, \theta_F}{M} [1 - \exp(\lambda_G\, t_{ir})] \exp(-\lambda_G\, t_{dez})\, m,$$

unde

$A_G^{t_{dez}}$ este activitatea datorită lui G și măsurată după timpul de dezintegrare t_{dez}, exprimat în număr de dezintegrări pe secundă,

N — $6{,}02 \cdot 10^{23}$ (numărul lui Avogardo),

Φ — fluxul mediu de neutroni care traversează proba, exprimat în număr de neutroni pe cm^2 și pe secundă,

σ_F — secțiunea eficace a reacției lui F cu neutronii utilizată, exprimată în cm^2,

θ_F — abundența izotopică a izotopului activat,

M — greutatea atomică a elementului al cărui izotop se activează, exprimată în g,

m — masa aceluiași element în probă, exprimată în g,

λ_G — constanta radioactivă a radioizotopului produs, exprimată în s^{-1},

t_{ir} — timpul de iradiere în flux de neutroni, exprimat în s,

t_{dez} — timpul de înjumătățire între sfîrșitul iradierii și măsurarea activității, exprimat în s.

Cînd se formează mai mulţi radioizotopi, activitatea totală este egală cu suma activităţilor tuturor radioizotopilor formaţi :

$$A_{tot}^{t_{dez}} = \sum_{i=1}^{n} A_i^{t_{dez}}.$$

4. APLICAREA ACTIVĂRII CU CALIFORNIU-252 ÎN RADIOMETRIE

Prin sensibilitatea ei mare şi prin posibilitatea determinării atît calitative, cît şi cantitative a conţinutului de numeroase elemente (în special cele cu secţiuni eficace mari) în cantităţi mici în roci, analiza prin activare cu neutroni devine din ce în ce mai utilă în explorarea minereurilor şi în întocmirea hărţilor metalometrice.

În ansamblul surselor de neutroni, care se împart în reactoare nucleare, acceleratoare de particule şi surse izotopice de neutroni, californiul—252 se situează în fruntea celei de-a treia categorii, datorită emisiunii sale mari de neutroni prin fisiune spontană.

Primele experienţe efectuate cu scopul de a evidenţia posibilităţile activării neutronice cu californiu—252 s-au efectuat în Statele Unite de către Senftle şi colaboratorii la „United States Geological Survey".

Analiza prin activare neutronică cu californiu—252 a dat rezultate foarte bune în prospectarea substanţelor minerale utile din sol, subsol şi fundul mării. Astfel, cu surse care nu depăşesc 150 μg de californiu—252 s-au detectat experimental concentraţii de 8 ppm Au, 14 ppm Ag, 0,01% U, 1% Ni sau Cu, 10% Ti.

S-au mai efectuat cercetări privitoare la conţinutul apei din sol, la densitatea solului şi la porozitatea rocilor magazin de apă sau petrol prin carotaj neutronic. S-au făcut de asemenea studii asupra rocilor lunare.

În ce priveşte tehnica de activare, măsurare şi prelucrare, menţionăm :

a) sursele folosite au avut conţinuturi de 100—700 μg de californiu—252 ;

b) activitatea gama măsurată a fost fie a reacţiei de captură, fie a celei de dezintegrare ;

c) s-au utilizat spectrometre de radiaţii γ dotate cu detectori de scintilaţie sau detectori cu semiconductori ;

d) datele obţinute au fost adesea transmise calculatoarelor pentru analizare şi prelucrare.

5. CONCLUZII

Activarea neutronică cu californiu—252 este o metodă radiometrică de determinare sigură a multor elemente în concentraţii mici în roci, ca, de exemplu, Au, Ag, U, V, Cu, Al, Mn, Sn, Si, Na, Fe etc. şi pămînturi rare, atît în laborator, cît şi *in situ*.

Cu ajutorul ei se pot detecta de asemenea acumulări de petrol, gaze, apă şi zăcăminte minerale localizate pe fundul mărilor şi al oceanelor.

Metoda activării neutronice cu californiu-252 are o superioritate netă asupra activării cu alte surse izotopice, datorită proprietăţilor deosebite ale acestui radioizotop.

Primită la redacţie la 3 iunie 1972

SUR L'UTILISATION DU CALIFORNIUM-252 EN RADIOMÉTRIE

(Résumé)

La méthode de l'activation neutronique au moyen du californium-252 a été récemment expérimentée aux Etats-Unis. Les recherches effectuées ont prouvé al supériorité de l'activation au moyen du californium-252 par rapport à d'autres sources d'isotopes. En effet, le californium-252 émet $2{,}34 \cdot 10^{12}$ neutrons/s/g et a une période de 2,65 ans.

L'application de cette méthode en radiométrie permet de détecter des gisements ayant une faible concentration en certains éléments (or, argent, uranium, vanadium, cuivre, aluminium, manganèse, étain, silicium, sodium, fer, etc.) dans le sol, dans le sous-sol, au fond des mers et sur la Lune.

La méthode peut être également appliquée à la découverte d'accumulations de pétrole, de gaz et d'eau.

BIBLIOGRAFIE

1. Botezatu, R., *Metode geofizice de cercetare a subsolului*, Bucureşti, Edit. didactică şi pedagogică, 1964.
2. Constantinescu, L. ş. a., *Prospecţiuni geofizice*, vol. I, Bucureşti, Edit. tehnică, 1964.
3. Krouthamel, C. E., *Applied gamma-ray spectrometry*, vol. 2. Oxford—Londra—New York—Paris, Pergamon Press, 1960.
4. Năşcuţiu, T., *Metode radiometrice de analiză*, Bucureşti, Edit. Academiei, 1971.
5. Perdijon, J., *L'analyse par activation*, Paris, Masser et Cie Editeurs, 1967.
6. Simon, Liboslav, *Folosirea izotopilor radioactivi în minerit*, Bucureşti, Edit. tehnică, 1963.
7. * * * *Californium-252. Its use and market potential*, Washington, 1969.
8. * * * Californium-252 Progress (Washington), *1* (1969).
9. * * * Californium-252 Progress (Washington), *2—8* (1970).
10. * * * *Methods in geochemistry*, New York, Interscience Publisher, Inc., 1960.

APLICAȚIILE TEORIEI INFORMAȚIEI LA PRELUCRAREA PRELIMINARĂ A DIAGRAFIEI DE SONDĂ

DE

ALEXANDRU BABSKOW

Întreprinderea de carotaj și perforare, Ploiești, str. Ștrandului nr. 2 bis

INTRODUCERE

Creșterea eficienței cercetării geologice în vederea descoperirii de noi rezerve de hidrocarburi și de substanțe minerale utile și a valorificării superioare a celor existente, impusă de cerințele etapei actuale de dezvoltare a societății noastre socialiste multilaterale, impune, la rîndul său, îmbunătățirea eficienței prospecțiunilor geofizice, în general, și a investigațiilor geofizice a sondelor, în particular. Aceasta se obține, pe de o parte, prin continua dezvoltare a metodelor de investigație și a aparaturii utilizate, iar pe de altă parte prin prelucrarea complexă, la nivel superior, a datelor obținute din investigații.

Tehnicile de calcul moderne, și mai ales introducerea pe o scară din ce în ce mai largă a calculatoarelor electronice analogice și numerice, asigură utilizarea unor metode de prelucrare a înregistrărilor de sondă care pînă în trecutul destul de apropiat nu erau accesibile. Printre acestea se enumeră și aplicațiile date de teoria transmisiunii informației sau teoria semnalelor la prelucrarea preliminară a diagrafiei de sondă.

Procesul de înregistrare a diferiților parametri geofizici, care caracterizează proprietățile colectoare ale zăcămintelor de hidrocarburi sau ale acumulărilor de substanțe minerale utile, constituie, în esență, un proces de transmisiune al unei informații sau al unui semnal purtător de mesaj. În cursul procesului de transmisiune al informației geofizice pot apărea perturbații, avînd ca efect producerea de erori care degradează informația inițială prin scăderea conținutului util al acesteia.

Problema reconstituirii conținutului util al informației constituie o problemă de interes deosebit în toate domeniile în care are loc un proces de transmisiune: comunicațiile telefonice, radiofonice și de televiziune, astronomia și radioastronomia, automatizarea și tehnica măsurărilor, precum și, cu aplicabilitate din ce în ce mai mare, în prospecțiunea geofizică de suprafață și de sondă.

ST. CERC. GEOL. GEOGR. GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 281–433, BUCUREȘTI, 1972

Bazele aplicării teoriei informaţiei în reconstituirea conţinutului util al semnalelor sînt prezentate în lucrarea lui Norbert Wiener (1949), considerat întemeietorul ciberneticii, şi în lucrările lui Claude Shannon.

Aplicaţiile metodelor teoriei informaţiei în prospecţiunile geofizice au început cu prelucrarea semnalelor seismice, şi anume de la simpla contracţie a formei de undă seismică (Ricker, 1954; Robinson, 1954, 1967), apoi ca procedee mai complexe de prelucrare: analiza trasei seismice şi filtrarea ei (Robinson, 1954; Kunetz, 1962), convoluţia inversă a semnalului seismic (Rice, 1962), descompunerea predictivă a acestuia (Robinson, 1954, 1967) etc.

Există de asemenea o serie de alte aplicaţii în prelucrarea datelor prospecţiunilor electrice, gravimetrice şi radiometrice, dintre care se amintesc şi unele lucrări executate în ţara noastră de prof. Radu Botezatu, C. Calotă, M. Ianaş, Vl. Şteflea şi alţii.

În cazul investigaţiilor geofizice a sondelor, metodele teoriei informaţiei utilizate în prelucrarea preliminară a înregistrărilor obţinute au un domeniu foarte larg de aplicabilitate: filtrarea înregistrărilor obţinute în scopul eliminării unor zgomote sau perturbaţii, cum ar fi zgomotele date de variaţiile tensiunii de alimentare, lovirea aparatului de sondă de pereţi etc., sau fluctuaţiile statistice în investigaţiile radiometrice, filtrarea inversă pentru reconstituirea formei semnalului distorsionat de sistemul de transmisie, de corelaţia curbelor, de eşantionarea curbelor în vederea prelucrării numerice, de evaluarea preciziei de determinare a parametrilor geofizici etc.

Lucrarea de faţă încearcă să prezinte cîteva dintre aceste aplicaţii ale teoriei informaţiei la prelucrarea datelor de geofizică de sondă, în utilizarea cărora există deja un început în ţara noastră, şi anume privind corelaţia curbelor de carotaj (Babskow, 1969, 1971; Babskow, Negoiţă şi Niţă, 1970).

Întrucît nu există în prezent o lucrare care să se ocupe exclusiv de aceste aplicaţii şi de bazele teoretice ale metodele utilizate, s-a considerat util să se prezinte, pe lîngă aplicaţiile specifice, şi o serie de consideraţii teoretice privind bazele metodelor teoriei informaţiei, avînd ca sursă lucrări cu autoritate în acest domeniu (Spătaru, 1966 şi 1971; Robinson, 1967), în speranţa că vor fi de folos şi altor geofizicieni interesaţi în utilizarea acestor metode.

1. INFORMAŢIA GEOFIZICĂ DE SONDĂ DIN PUNCTUL DE VEDERE AL TEORIEI TRANSMISIUNII INFORMAŢIEI

1.1. INTRODUCERE

Investigaţia geofizică a găurilor de sondă în scopul studierii proprietăţilor fizice ale rocilor străbătute în vederea localizării şi evaluării zăcămintelor de hidrocarburi şi de substanţe minerale utile constituie, în esenţă, un proces de transmisiune a unor informaţii. Acest proces de transmisiune al informaţiei a evoluat de-a lungul timpului de la simpla comunicaţie

verbală între două persoane pînă la comunicațiile interastrale între galaxii aflate la distanțe de miliarde de kilometri.

Transmisiunea informației se realizează prin propagarea unei energii într-un anumit mediu de propagare, de la energia acustică propagată prin aer pînă la energia electromagnetică, propagată pe cablu sau prin spațiu.

În acest proces de transmisiune apar, în general, perturbații care pot să introducă erori prin degradarea informației transmise și prin scăderea conținutului util al acesteia. Rolul principal al sistemelor de transmisiune și al teoriei transmisiunii informației este ca, prin reducerea maximă a efectului perturbației, să se obțină redarea cît mai fidelă a informației transmise și a reconstituirii cît mai integrale a acesteia.

Rolul fundamental în elaborarea bazelor teoriei moderne a informației îl au lucrările lui Norbert Wiener, creatorul ciberneticii, și ale lui Claude Shannon, care au introdus reprezentarea probabilistică în formă de funcții aleatoare a semnalului constituind informația și a perturbației.

1.2. MODELUL SISTEMULUI DE TRANSMISIUNE A INFORMAȚIEI ÎN GEOFIZICA DE SONDĂ

Modelul general al transmisiei informației geofizice de sondă este reprezentat în figura 1.1. În acest model se disting următoarele elemente :

— *sursa* constituie mecanismul prin care, din ansamblul de realizări posibile ale unor parametri fizici ai rocilor investigate, respectiv din mulțimea valorilor de rezistivitate, porozitate etc., se alege în mod imprevizibil o anumită realizare particulară, existentă la un anumit moment dat (sau la o anumită adîncime dată), care urmează a fi transmisă sub formă de mesaj ;

— *mesajul* reprezintă acea realizare particulară din ansamblul de valori ale parametrilor fizici care urmează a fi transmisă, respectiv parametrul fizic de determinat la un anumit moment dat ;

— *traductorul emițător* efectuează transformarea mesajului în *semnal* ; el constituie o manifestare fizică (undă electromagnetică în sens general) care se poate propaga într-un mediu dat. Într-o accepție mai strînsă, *semnalul* constituie acea manifestare fizică care asigură transmiterea unei informații utile sau a unui mesaj, în timp ce *perturbația* reprezintă un semnal care modifică semnalul util și produce scăderea conținutului mesajului transmis de acesta ;

— *canalul de transmisiune* constituie ansamblul mijloacelor de transmisiune a semnalului, incluzînd atît aparatura, cît și mediul de propagare ; în cazul investigației geofizice de sondă, acesta include aparatul de sondă, cablul de carotaj și aparatura de suprafață. În timpul transmisiunii informației prin canal apare în mod inerent o perturbație care degradează semnalul inițial ;

— *sistemul receptor* constituie ansamblul care reconstituie din semnal mesajul inițial sau un alt mesaj, care-l poate descrie în mod adecvat.

Această reconstituire se face, în general, în prezența perturbațiilor apărute în procesul de transmisiune. De obicei, procesul de recepție constă în înregistrarea unei diagrame de dependență a parametrilor geofizici (rezistivitate aparentă, potențial spontan, intensitate de radiații, timp de parcurs al undelor ultraacustice etc.) în funcție de adîncime;

— *utilizarea* (corespondent, observator) este destinația finală la care trebuie să ajungă mesajul transmis, în cazul în speță persoana sau sistemul de calcul care prelucrează datele transmise;

— în fine, *informația*, în sine, este obținută din realizarea unui eveniment particular, dintr-un număr de N evenimente egal probabile. Dacă se presupune că probabilitatea unui asemenea eveniment este egală cu $p = 1/N$, informația obținută este cu atît mai mare, cu cît evenimentul realizat este mai imprevizibil, adică probabilitatea lui este mai mică.

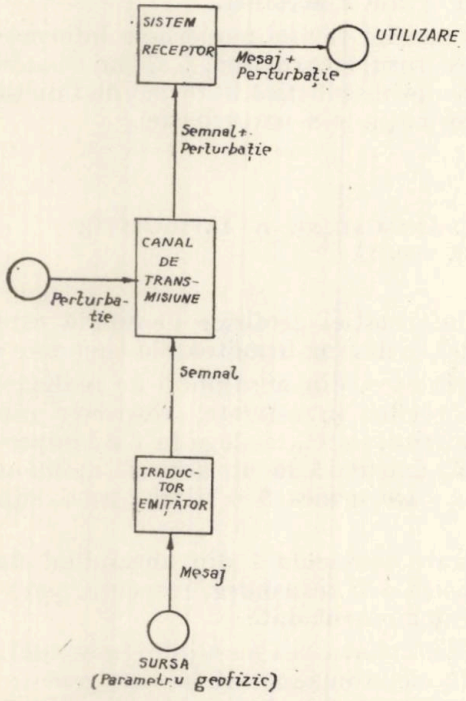


Fig. 1.1. — Model general al transmisiunii informației geofizice de sondă.

Prin definiție, informația obținută este

$$i = \log 1/p = -\log p = \log N. \quad (1.1)$$

Din acest punct de vedere, sursa care prin mecanismul de alegere din mulțimea de mesaje posibile a unui anumit mesaj imprevizibil generează informația este o sursă de informații.

Rolul teoriei informației este ca atît prin proiectare și prin realizarea corespunzătoare a canalului de transmisiune al informației, cît și din prelucrarea semnalului să se obțină reconstituirea cu eficiență optimă a mesajului transmis în prezența perturbației care micșorează cantitatea de informație utilă. Cu alte cuvinte, problema de bază a teoriei informației poate fi exprimată astfel: fiind dat un semnal relativ „curat" transmis de la o sursă printr-un anumit mediu și recepționat la un sistem de recepție împreună cu o informație de prisos, denumită perturbație sau „zgomot", se caută separarea semnalului de zgomot într-o astfel de manieră, încît produsul final să aproximeze cît mai bine mesajul original.

În ceea ce privește informația geofizică de sondă, care se obține prin intermediul modelului general de transmisiune (fig. 1.1), aceasta este supusă acțiunii unor perturbații de natură diferită, care deformează mesajul inițial și scad cantitatea de informație asupra parametrului de determinat.

1.3. PERTURBAȚII ALE SEMNALULUI REPREZENTÎND INFORMAȚIA GEOFIZICĂ DE SONDĂ

În general, informația geofizică de sondă se obține prin măsurarea continuă cu ajutorul unui dispozitiv de investigație lansat în gaura de sondă prin intermediul cablului de carotaj și înregistrarea sub forma unei diagrame continue a variației răspunsului dispozitivului în funcție de adîncime.

Perturbațiile care apar în cursul acestui proces pot avea următoarele cauze, luate fie separat, fie mai multe dintre ele împreună :

— factori perturbatori cu caracter întîmplător (aleatoriu), care se suprapun chiar peste mesajul util și care sînt dați de condițiile găurii de sondă și de variația acestora în cursul măsurătorii : fluidul de foraj din gaura de sondă, turta de colmataj, stratele adiacente celui investigat etc. ;

— distorsiuni introduse chiar de dispozitivul de investigație, ca urmare a efectului de filtrare sau de netezire a parametrilor măsurați ;

— perturbații cu caracter aleatoriu apărute în timpul transmisiunii semnalului pe canal datorită variațiilor condițiilor de funcționare și parametrilor caracteristici mediilor fizice de propagare : tensiune de alimentare, izolamentul cablului, parametrii tuburilor electronice sau tranzistoarelor din circuitele de amplificare etc. ;

— factori perturbatori dați chiar de legile de distribuție statistică a parametrilor fizici căutați, în această categorie fiind incluse zgomotele de fluctuații statistice care apar în măsurătorile radiometrice.

Semnalul care reprezintă informația geofizică de sondă poate fi considerat ca un semnal de natură continuă, fiind deci reprezentabil sub forma unei funcții continue de adîncime, $x(z)$, sau, prin asimilarea unităților de lungime cu unități de timp, sub forma unei funcții continue în timp, $(x(t)$. Totuși, din motive practice, acest semnal poate fi reprezentat și sub formă discretă, prin eșantionarea funcției continue, la intervale de timp, respectiv adîncime egale. Dacă intervalul de eșantionare, respectiv spațiul dintre două observații succesive ale semnalului, este luat egal cu unitatea de timp, semnalul poate fi reprezentat sub forma unui șir, cunoscut sub numele de *serie de timp* (Robinson, 1967) :

$$x(t) = \ldots, x_{t-2}, x_{t-1}, x_t, x_{t+1}, x_{t+2}, \ldots, \tag{1.2}$$

unde t ia valori întregi, sau, mai simplu,

$$x(t) = \ldots, x_{-2}, x_{-1}, x_0, x_1, x_2, \ldots, \tag{1.3}$$

unde indicii $i = \ldots, -2, -1, 0, 1, 2, \ldots$ reprezintă valorile de timp, în unități de timp, luați față de originea $t = 0$.

Perturbațiile care afectează informația geofizică pot fi clasificate în două clase distincte (Spătaru, 1966) :

— *perturbații aditive*, în care semnalul și perturbația se însumează :

$$r(t) = s(t) + n(t), \tag{1.4}$$

unde $r(t)$ este semnalul care ajunge la sistemul de recepție, $s(t)$ semnalul util și $n(t)$ perturbația; majoritatea perturbațiilor care apar în transmisiunea informației geofizice sînt de natură aditivă;

— *perturbații multiplicative*, în care semnalul și perturbația se multiplică:

$$r(t) = s(t) \cdot n(t); \tag{1.5}$$

acestea apar mai ales în cazul în care unul sau mai mulți parametri ai canalului de transmisiune se modifică în mod nedorit, funcția de timp $s(t)$ care reprezintă semnalul fiind modificată de funcția de timp $n(t)$ caracterizînd perturbația.

Între semnalul $s(t)$ și perturbația $n(t)$ există o anumită interdependență, definită prin noțiunea de *coerență*:

— două semnale $s(t)$ și $n(t)$ sînt *coerente* dacă cele două semnale sînt cel puțin parțial dependente, adică dacă prin cunoașterea lui $s(t)$, respectiv a ordonatelor în punctele de eșantionare, se primesc și unele informații asupra lui $n(t)$;

— semnalele $s(t)$ și $n(t)$ sînt *incoerente* dacă între ele nu există nici o legătură, adică dacă sînt complet independente. Semnalele incoerente sînt ortogonale, adică componentele $s_i (i = 0, 1, 2, \ldots)$ și $n_j (j = 0, 1, 2, \ldots)$ ale vectorilor care reprezintă mulțimea valorilor eșantionare a celor două semnale satisface condiția

$$s_i \; n_j = \begin{cases} 0 \;\; (j \neq i), \\ a \;\; (j = i), \;\; \text{unde} \;\; a \neq 0. \end{cases} \tag{1.5'}$$

Cunoașterea gradului de coerență între semnal și perturbație este de un real folos în determinarea raportului semnal/perturbație și îmbunătățirea acestui raport, precum și în utilizarea metodelor de reconstituire a semnalului util, prin eliminarea acțiunii de degradare a perturbațiilor.

1.4. CARACTERISTICILE SEMNALULUI ȘI PERTURBAȚIEI ÎN GEOFIZICĂ

Semnalele reprezentînd informația geofizică, în general, și informația geofizică de sondă, în particular, au un caracter întîmplător, adică fac parte dintr-o clasă de procese guvernate de legile întîmplării, denumite „procese aleatorii" sau „procese stohastice". Trebuie făcută observația că această afirmație este adevărată din punctul de vedere al observatorului, al celui care execută investigațiile geofizice, pentru care semnalele obținute sînt imprevizibile, cel puțin parțial, dacă nu total. Dealtfel numai aceste tipuri de semnale conțin informație.

Un *semnal aleatoriu* este un proces care se desfășoară indefinit în timp și este generat, cel puțin în parte, de legi probabilistice. Din punct de vedere matematic, un semnal aleatoriu este o funcție de două variabile:

$$\xi(k, t) = \xi^{(k)}(t), \tag{1.6}$$

unde k ia valori în spațiul eșantioanelor, iar t pe axa reală a timpului.

O funcție $\xi^{(k)}(t)$ particulară, care face parte din mulțimea $\xi(t)$, reprezintă o *reprezentare* sau o *realizare particulară* a procesului stohastic $\xi(t)$.

Realizările particulare pot fi definite pentru momente discrete de timp, $\ldots, t_{-1}, t_1, t_2, \ldots$, cînd se numesc serii întîmplătoare, sau pot fi definite pentru valori continue ale lui t.

Semnalele deterministe sînt cazuri particulare ale semnalelor aleatorii, în care caracterul imprevizibil este mai puțin pronunțat, respectiv imprevizibilul intervine numai în mod parametric.

Realizările particulare ale semnalelor deterministe au o dependență funcțională de timp bine definită, fiecare dintre acestea fiind perfect determinată prin cunoașterea (măsurarea) unui număr finit de parametri.

Un semnal de forma

$$s(t) = A \cos(\omega t + \varphi), \tag{1.7}$$

unde A și ω sînt constante, iar φ este o variabilă aleatoare, reprezintă un semnal determinist, întrucît dacă se cunoaște o realizare particulară $\varphi^{(k)}$ a variabilei aleatorii φ, atunci realizarea particulară a semnalului $s^{(k)}(t)$ este perfect determinată pe întreg domeniul timp:

$$s^{(k)}(t) = A \cos[\omega t + \varphi^{(k)}]. \tag{1.8}$$

În cazul semnalelor aleatorii, în sens restrîns, deci excluzîndu-le pe cele deterministe, nu există o reprezentare funcțională definită de timp. Pentru caracterizarea semnalelor aleatorii se recurge la *valorile medii* ale acestora. Se poate lua valoarea medie probabilistică pe mulțimea realizărilor posibile $\xi(t)$ la momente de timp alese arbitrar, $t_0, t_1, t_2, \ldots, \ldots, t_n, \ldots$, în care caz se poate vorbi de *valoare medie statistică*, sau media în timp a unei realizări particulare $\xi^{(k)}(t)$ din mulțimea realizărilor $\xi(t)$, numită *valoare medie temporară*.

Valorile medii statistice sînt definite în funcție de *densitatea de probabilitate* a variabilei aleatoare. Densitatea de probabilitate se definește, la rîndul ei, cu ajutorul *funcției de repartiție*, care reprezintă probabilitatea ca semnalul aleatoriu $\xi(t)$ să ia o valoare mai mică decît x_1 la timpul $t = t_1$ (fig. 1.2).

Funcția de repartiție se notează prin

$$F_1(x_1, t_1) = P[\xi(t_1) \leqslant x_1] \tag{1.9}$$

și se numește funcția de repartiție de ordinul I, întrucît se referă la o singură variabilă.

Densitatea de probabilitate de ordinul I este definită de relația

$$p_1(x_1; t_1) = \frac{\partial F_1(x_1, t_1)}{\partial x_1}. \tag{1.10}$$

Dacă se trece la un număr mai mare de variabile, se obține funcția de repartiție, respectiv densitatea de probabilitate de ordinul n.

Valorile medii cele mai importante în aplicații sînt definite în tabela 1.1.

Valoarea medie mai este cunoscută sub numele de *așteptare matematică*, care se notează cu simbolul $E[\ldots]$.

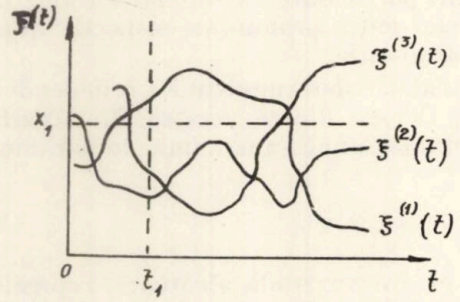


Fig. 1.2. — Realizări particulare ale unei variabile aleatoare.

Semnificația fizică a valorilor medii, definite conform tabelei, este următoarea:

— valoarea medie temporară reprezintă componenta continuă a semnalului aleatoriu;

— valoarea pătratică medie temporară reprezintă puterea medie a semnalului pe sarcina-unitate.

Pentru descrierea semnificației fizice a celorlalte valori medii ne vom referi în cele ce urmează la *semnale deterministe*. Semnalele deterministe care au proprietatea

$$s(t) = s(t + nT_0) \tag{1.25}$$

se numesc *semnale periodice*, de perioadă T_0 ($n = 0, 1, 2, \ldots$ = întreg). *Semnalele aperiodice* sînt semnalele deterministe care pot fi considerate ca provenind din semnale periodice cu perioada infinită ($T_0 \to \infty$).

Semnalele periodice pot fi reprezentate sub forma unei dezvoltări în seria Fourier, care are expresia generală

$$s(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C(n\,\omega_0)\, e^{jn\,\omega_0\, t}, \tag{1.26}$$

unde coeficienții Fourier $C(n\omega_0)$ au expresia

$$C(n\omega_0) = \frac{1}{2T_0} \int_{-T_0}^{+T_0} s(t)\, e^{-jn\,\omega_0\, t}\, dt, \tag{1.27}$$

unde T_0 este perioada, conform condiției (1.25), și $\omega_0 = \dfrac{2\pi}{T_0}$ pulsația sau frecvența unghiulară a componentei fundamentale.

Relația (1.27) definește transformata Fourier a semnalului $s(t)$ și este o funcție de ordinul n al armonicilor (frecvențelor de ordin superior)

Tabela 1.1

Valori medii ale semnalelor aleatoare (după Spătaru, 1965)

Denumirea		Valoarea medie statistică	Valoarea medie temporară
Valoarea medie (moment de ordinul I)		$\overline{\xi(t_1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} x_1 P_1(x_1;\, t_1)\mathrm{d}x_1$ (1.11)	$\widetilde{\xi^{(K)}(t)} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} \xi^{(K)}(t)\mathrm{d}t$ (1.12)
Valoarea pătratică medie (moment inițial de ordinul II)		$\overline{\xi^2(t_1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} x_1^2 p_1(x_1;\, t_1)\mathrm{d}x_1$ (1.13)	$\widetilde{[\xi^{(K)}(t)]^2} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} [\xi^{(K)}(t)]^2\,\mathrm{d}t$ (1.14)
Funcția de autocorelație (moment inițial reunit de ordinul II)		$B_{\xi\xi}(t_1, t_2) = \overline{\xi(t_1)\xi(t_2)} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} x_1 x_2 p_2(x_1, x_2;\, t_1, t_2)\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2$ (1.15)	$R_{\xi\xi}^{(K)}(t_2 - t_1) = \widetilde{\xi^{(K)}(t_1 + t)\xi^{(K)}(t_2 + t)} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} \xi^{(K)}(t_1 + t)\,\xi^{(K)}(t_2 + t)\mathrm{d}t$ (1.16)
Funcția de corelație mutuală (moment inițial mixt de ordinul II)		$B_{\xi\eta}(t_1, t_2) = \overline{\xi(t_1)\eta(t_2)} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} x_1 y_2 p_2(x_1, y_2;\, t_1, t_2)\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2$ (1.17)	$R_{\xi\eta}^{(K)}(t_2 - t_1) = \widetilde{\xi^{(K)}(t_1 + t)\,\eta^{(K)}(t_2 + t)} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} \xi^{(K)}(t_1 + t)\eta^{(K)}(t_2 + t)\,\mathrm{d}t$ (1.18)
Funcția de covariație (moment centrat mixt de ordinul II)	autocovariație	$K_{\xi\xi}(t_1, t_2) = M_{12}\{\xi(t_1)\xi(t_2)\} = \overline{[\xi(t_1) - \overline{\xi(t_1)}]\,[\xi(t_2) - \overline{\xi(t_2)}]}$ (1.19)	$R_{\xi\xi}^{(K)}(t_2 - t_1) - [\widetilde{\xi^{(K)}(t)}]^2$ (1.20)
	covariație mutuală	$K_{\xi\eta}(t_1, t_2) = M_{12}\{\xi(t_1)\eta(t_2)\} = \overline{[\xi(t_1) - \overline{\xi(t_1)}]\,[\eta(t_2) - \overline{\eta(t_2)}]}$ (1.21)	$R_{\xi\eta}^{(K)}(t_2 - t_1) - [\widetilde{\xi^{(K)}(t)}.\ \widetilde{\eta^{(K)}(t)}]$ (1.22)
Dispersia (momentul centrat de ordinul II)		$M_2\{\xi(t_1)\} = \sigma^2(t_1) = \overline{[\xi(t_1) - \overline{\xi(t_1)}]^2}$ (1.23)	$\sigma^2(t) = \widetilde{[\xi^{(K)}(t) - \widetilde{\xi^{(K)}(t)}]^2}$ (1.24)

lui ω_0, constituind o reprezentare a semnalului $s(t)$ în domeniul frecvență. Funcția $C(n\omega_0)$ reprezintă *spectrul* lui $s(t)$ și poate fi descompus în

$$C(n\omega_0) = |C(n\omega_0)| \, e^{j\theta(n\omega_0)}, \tag{1.28}$$

în care $|C(n\omega_0)|$ este *spectrul de amplitudini* și furnizează informațiile privind amplitudinile componentelor semnalului $s(t)$ descompus în serie Fourier, iar $\theta(n\omega_0)$ *spectrul de faze* și descrie fazele acestor componente.

Dacă se ia în considerare *funcția de corelație*, definită în ecuația (1.18) din tabela 1.1, aceasta devine pentru două semnale periodice $s_1(t)$ și $s_2(t)$ de aceeași perioadă T:

$$r_{12}(\tau) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} s_1(t) \, s_2(t+\tau) \, dt, \tag{1.29}$$

unde τ este o deplasare pe axa timpului.

Luînd transformatele Fourier $C_1(n\omega_0)$ și $C_2(n\omega_0)$ ale celor două semnale $s_1(t)$ și $s_2(t)$, se obține în final pentru expresia funcției de corelație

$$r_{12}(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_1^*(n\omega_0) \, C_2(n\omega_0) \, e^{jn\omega_0\tau}, \tag{1.30}$$

unde $C_1^*(n\omega_0)$ este conjugata complexă a lui $C_1(n\omega_0)$.

Se definește ca *spectru de putere de interacțiune* al semnalelor $s_1(t)$ și $s_2(t)$ expresia

$$P_{12}(n\omega_0) = C_1^*(n\omega_0) \, C_2(n\omega_0), \tag{1.31}$$

astfel că expresia funcției de corelație devine

$$r_{12}(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{12}(n\omega_0) \, e^{jn\omega_0\tau}, \tag{1.32}$$

iar transformata inversă

$$P_{12}(n\omega_0) = \frac{1}{2T_0} \int_{-T_0}^{+T} r_{12}(\tau) \, e^{-jn\omega_0\tau} \, d\tau. \tag{1.33}$$

Aceste două relații sînt cunoscute sub numele de „teorema corelației funcțiilor periodice" și exprimă relația de transformare Fourier a funcției de corelație și spectrului de putere de interacțiune, respectiv faptul că funcția de autocorelație are, în calitate de corespondent în domeniul frecvență, spectrul de putere de interacțiune.

Dacă se ia $\tau = 0$, valoarea funcției de corelație în acest punct este egală cu puterea de interacțiune:

$$r_{12}(0) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{12}(n\,\omega_0). \tag{1.34}$$

Funcția de autocorelație, definită conform ecuației (1.16) (vezi tabela 1.1), devine pentru cazul unui *semnal periodic* $s(t)$

$$r(\tau) = \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} s(t)\, s(t+\tau)\, dt \tag{1.35}$$

și, luînd transformatele Fourier, avem

$$r(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C^*(n\omega_0)\, C(n\omega_0)\, e^{jn\omega_0\tau} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |C(n\omega_0)|^2\, e^{jn\omega_0\tau}. \tag{1.36}$$

Se definește *spectru de putere* expresia

$$P(n\omega_0) = |C(n\omega_0)|^2, \tag{1.37}$$

cu ajutorul căreia funcția de autocorelație devine

$$r(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P(n\omega_0)\, e^{jn\omega_0\tau}, \tag{1.38}$$

ar transformata inversă

$$P(n\omega_0) = \frac{1}{2T_0}\int_{-T_0}^{+T_0} r(\tau)\, e^{-jn\omega_0\tau}\, d\tau, \tag{1.39}$$

respectiv funcția de autocorelație a unui semnal periodic este reprezentată în domeniul frecvență de spectrul de putere.

Pentru $\tau = 0$ se obține puterea medie a semnalului periodic (teorema lui Parceval pentru funcții periodice):

$$r(0) = \frac{1}{2T_0}\int_{-T_0}^{+T_0} s^2(t)\, dt = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P(n\omega_0). \tag{1.40}$$

Funcțiile aperiodice pot fi, la rîndul lor, exprimate sub forma unei integrale Fourier:

$$s(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega, \tag{1.41}$$

în care $S(\omega)$ este transformata Fourier a funcției aperiodice $s(t)$ și reprezintă *densitatea spectrală*, fiind limita spectrului $C(n\omega_0)$ raportat la frecvența ω, cînd $T \to \infty$, respectiv $\omega \to 0$.

$$S(\omega) = \lim_{T\to\infty} \frac{C(n\omega_0)}{\omega} = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)\, e^{-j\omega t}\, dt. \tag{1.42}$$

Densitatea spectrală poate fi, la rîndul său, descompusă în

$$S(\omega) = |S(\omega)|\, e^{j\theta(\omega)}, \tag{1.43}$$

unde $|S(\omega)|$ reprezintă *densitatea spectrală de amplitudine*, iar $\theta(\omega)$ *densitatea spectrală de fază*.

Funcția de corelație mutuală a semnalelor aperiodice poate fi scrisă, conform definiției (1.18), sub forma

$$k_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t)\, s_2(t+\tau)\, dt. \tag{1.44}$$

Luînd transformatele Fourier $S_1(\omega)$ și $S_2(\omega)$ ale celor două semnale $s_1(t)$ și $s_2(t)$, funcția de corelație devine

$$k_{12}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1^*(\omega)\, S_2(\omega)\, e^{j\omega\tau}\, d\omega. \tag{1.45}$$

Se definește *densitatea spectrală a energiei de interacțiune* (*mutuale*) produsul

$$e_{12}(\omega) = S_1^*(\omega)\, S_2(\omega), \tag{1.46}$$

de unde rezultă că funcția de corelație, $k_{12}(\tau)$, și densitatea spectrală a energiei de interacțiune, $e_{12}(\omega)$, sînt transformate Fourier (teorema corelației pentru funcții aperiodice):

$$k_{12}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e_{12}(\omega)\, e^{j\omega\tau}\, d\omega, \tag{1.47}$$

iar transformata inversă

$$e_{12}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} k_{12}(\tau)\, e^{-j\omega\tau}\, d\tau. \tag{1.48}$$

Pentru $\tau = 0$ (teorema lui Parceval pentru funcții aperiodice) rezultă

$$k_{12}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t)\, s_2(t)\, dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1^*(\omega)\, S_2(\omega)\, d\omega. \tag{1.49}$$

În ceea ce privește funcția de autocorelație pentru funcții aperiodice, aceasta devine, conform definiției (1.16),

$$k(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)\, s(t+\tau)\, dt \tag{1.50}$$

și, luînd transformata Fourier,

$$k(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |S(\omega)|^2 e^{j\omega\tau} d\omega. \quad (1.51)$$

Se definește *densitatea spectrală de energie* funcția

$$e(\omega) = |S(\omega)|^2, \quad (1.52)$$

astfel că funcția de autocorelație, $k(\tau)$, și densitatea spectrală de energie sînt transformate Fourier (teorema de autocorelație a funcțiilor aperiodice) :

$$k(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (1.53)$$

și

$$e(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} k(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (1.54)$$

Pentru $\tau = 0$ se obține energia totală a semnalului :

$$k(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} s^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e(\omega) d\omega. \quad (1.55)$$

Clasificarea semnalelor aleatoare. Semnalele aleatoare pot fi staționare, pure, procese Markov simple, procese ergodice, semnale periodice, de bandă largă și gaussiene.

Semnale staționare sînt semnale ale căror proprietăți statistice sînt invariante la schimbarea arbitrară a originii timpului, respectiv probabilitățile implicate în procesul aleatoriu nu depind de o origine specifică în timp, probabilitatea oricărui eveniment asociat timpului t fiind egală cu probabilitatea evenimentului corespunzător asociat timpului $t + \tau$. Pentru aceste semnale, valoarea medie și dispersia nu depind de timp, iar funcțiile de corelație și covariație depind numai de diferența de timp $t_2 - t_1$.

Semnalul aleatoriu pur este semnalul la care valorile succesive ale lui ξ nu sînt dependente în nici un fel. Se arată că aceste procese sînt descrise complet de densitatea de probabilitate de ordinul I. Un exemplu de serie discretă aleatoare pură este dat de aruncarea succesivă a zarului, iar un proces continuu aleatoriu pur este așa-numitul „zgomot alb", respectiv zgomotul cu spectru uniform.

Procese Markov simple reprezintă procesele în care valorile succesive ale lui ξ sînt numai parțial dependente, și anume de valoarea precedentă. Acestea sînt complet descrise de densitatea de probabilitate de ordinul II. Dacă dependența parțială este extinsă la două valori precedente, la trei etc., se obțin procese Markov de ordin superior.

Procesele ergodice sînt procesele în care valorile medii temporare sînt egale cu valorile medii statistice, adică valorile apriori deduse teoretic pe baze probabilistice şi valorile corespunzătoare, deduse experimental, respectiv aposteriori, din observarea unei realizări particulare în decursul timpului, corespund reciproc. Cu alte cuvinte, întregul proces aleatoriu poate fi descris de o anumită realizare particulară $\xi^{(k)}(t)$ a acestuia.

În tabela 1.2 sînt comparate caracteristicile proceselor aleatorii staţionare şi ergodice în comparaţie cu procesele generale nestaţionare, şi anume comportarea valorilor medii statistice şi temporare care descriu aceste procese.

Ca şi pentru semnalele deterministe, se poate defini pentru semnalele aleatorii o *densitate spectrală de putere*, $q(\omega)$, care este transformata Fourier a funcţiei de autocorelaţie, $B_{\xi\xi}(\tau)$ (teorema Wiener—Hincin a proceselor aleatorii):

$$q(\omega) = \mathcal{F}[B(\tau)],$$
$$B(\tau) = \mathcal{F}^{-1}[q(\omega)], \tag{1.56}$$

unde $\mathcal{F}[\ldots]$ reprezintă operatorul transformatei Fourier, iar $\mathcal{F}^{-1}[\ldots]$ operatorul transformatei inverse Fourier.

Semnale aleatorii periodice sînt semnale aleatoare staţionare pentru care funcţia de autocorelaţie $B(\tau)$ este periodică cu perioada T, adică variabilele aleatorii $\xi(t)$ şi $\xi(t+T_0)$ sînt egale cu probabilitate 1 pentru orice t.

Se poate obţine şi în acest caz o dezvoltare în serie Fourier de forma

$$\xi(t) = \underset{N\to\infty}{L.i.m.} \sum_{n=-N}^{N} \gamma(n\omega_0)\, e^{jn\omega_0 t}, \tag{1.57}$$

unde *L.i.m.* reprezintă o limită în sens de medie pătratică, iar $\gamma(n\omega_0)$ coeficienţii dezvoltării în seria Fourier cu caracter de variabile aleatorie:

$$\gamma(n\omega_0) = \frac{1}{T}\int_0^T \xi(t)\, e^{-jn\omega_0 t}\, dt. \tag{1.58}$$

Coeficienţii dezvoltării în serie sînt necorelaţi, respectiv ortogonal statistic, adică

$$E[\gamma(n\omega_0)\,\gamma^*(m\omega_0)] = 0, \text{ pentru } n \neq m,$$

şi

$$E(\gamma(n\omega_0)\,\gamma^*(m\omega_0)] = b_n, \text{ pentru } n = m, \tag{1.59}$$

unde s-a folosit simbolul de aşteptare matematică $E[\ldots]$ pentru expresia valorii medii, b_n fiind coeficienţii dezvoltării în serie a funcţiei de autoco-

Tabela 1.2

Semnale aleatoare (după Spătaru, 1965)

Valoarea medie	Procesul	Valoarea medie statistică	Valoarea medie temporară
Valoarea medie	nestaționar	$\overline{\xi(t_1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} x_1 p_1(x_1;\, t_1)\mathrm{d}x_1$	$\xi^{(K)}(t) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} \xi^{(K)}(t)\mathrm{d}t$
	staționar	$\overline{\xi(t+\tau)} = \overline{\xi(t)}$ pentru orice τ	
	ergodic	$\overline{\xi(t)} = \overline{\xi^{(K)}(t)}$ pentru orice k	
Valoarea medie pătratică	nestaționar	$\overline{\xi^2(t_1)}$	$\overline{[\xi^{(K)}(t)]^2}$
	staționar	$\overline{\xi^2(t+\tau)} = \overline{\xi^2(t)}$ pentru orice τ	
	ergodic	$\overline{\xi^2(t)} = \overline{[\xi^{(K)}(t)]^2}$ pentru orice k	
Funcția de autocovariație și autocorelație (valoarea medie = 0)	nestaționar	$K_{\xi\xi}(t_1, t_2) = \overline{\xi(t_1)\xi(t_2)}$	$R_{\xi\xi}^{(K)}(t_2 - t_1) = \overline{\xi^{(K)}(t_1 + t)\xi^{(K)}(t_2 + t)}$
	staționar	$\overline{\xi(t_1)\xi(t_2)} = K_{\xi\xi}(t_2 - t_1)$	
	ergodic	$K_{\xi\xi}(t_2 - t_1) = R_{\xi\xi}^{(K)}(t_2 - t_1)$ pentru orice k	
Funcția de covariație și corelație mutuală (valoarea medie = 0)	nestaționar	$K_{\xi\eta}(t_1, t_2) = \overline{\xi(t_1)\eta(t_2)}$	$R_{\xi\eta}^{K}(t_2 - t_1) = \overline{\xi^{(K)}(t_1 + t)\eta^{(K)}(t_2 + t)}$
	staționar	$\overline{\xi(t_1)\eta(t_2)} = K_{\xi\eta}(t_2 - t_1)$	
	ergodic	$K_{\xi\eta}(t_2 - t_1) = R_{\xi\eta)}^{K}(t_2 - t_1)$ pentru orice k	

relație, care s-a văzut că este tot periodică :

$$B(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n \, e^{jn\omega_0\tau}. \tag{1.60}$$

Rezultă că coeficienții dezvoltării în serie a funcției de autocorelație sînt chiar valorile medii pătratice ale coeficienților dezvoltării în serie Fourier a semnalului :

$$b_n = E\,[\gamma(n\omega_0)]^2. \tag{1.61}$$

Densitatea spectrală de putere a semnalului periodic $\xi(t)$ este

$$q(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\tau)\, e^{-j\omega\tau}\, d\tau = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n\, \delta(\omega - n\omega_0), \tag{1.62}$$

unde $\delta(\omega - n\omega_0)$ este funcția impuls unitar (Dirac) (vezi cap.2), iar expresia (1.62) reprezintă convoluția discretă a seriei b_n cu funcția impuls unitar.

Puterea totală a semnalului este

$$P = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} q(\omega)\, d\omega = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n = B(0). \tag{1.63}$$

Semnalele de bandă largă sînt semnalele aleatorii pentru care spectrul de putere se întinde pe un domeniu foarte mare de frecvențe și se consideră constant pentru domeniul de la $0<\omega<\omega_0$ (fig. 1.3*a*) :

$$p(\omega) = 2q(\omega)\, u(\omega) = N_0 \text{ pentru } 0 < \omega < \omega_0, \tag{1.64}$$

unde $u(\omega)$ este funcția treaptă-unitate (Heaviside) (vezi cap.2), $p(\omega)$ densitatea spectrală pentru frecvențe pozitive ($\omega>0$), N_0 valoarea constantă a densității spectrale. Funcția de autocorelație va fi

$$B(\tau) = \frac{\omega_0}{2\pi} N_0 \frac{\sin \omega_0 \tau}{\omega_0 \tau} = B(0) \frac{\sin \omega_0 \tau}{\omega_0 \tau}. \tag{1.65}$$

Cazul-limită al semnalului de bandă largă îl constituie așa-numitul *zgomot alb*, apentru care $\omega_0 \to \infty$, iar densitatea spectrală de putere este constantă (fig. 1.3*b*) :

$$q(\omega) = \frac{1}{2} N_0, \text{ pentru orice } \omega. \tag{1.66}$$

Funcția de autocorelație devine

$$B(\tau) = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega\tau}\, d\omega = \frac{N_0}{2} \cdot \delta(\tau), \tag{1.67}$$

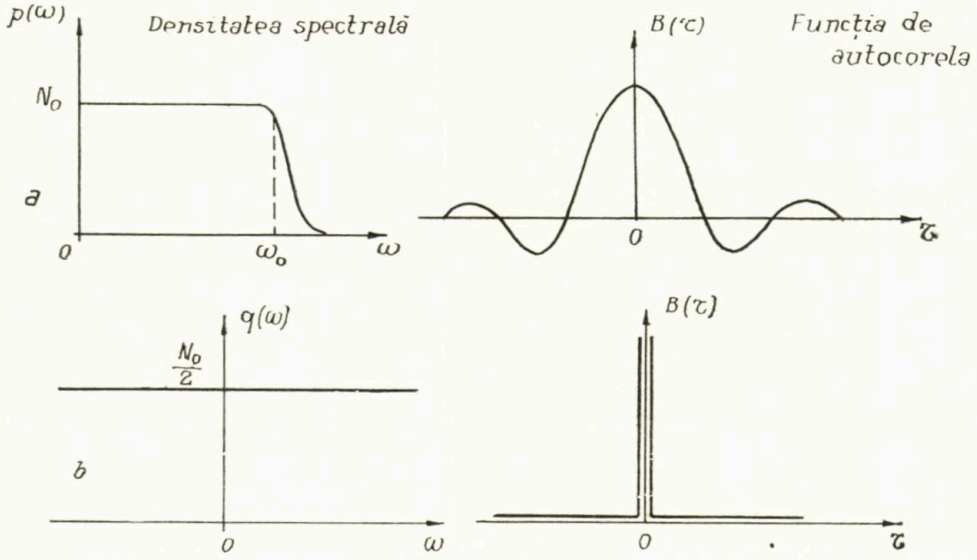


Fig. 1.3. — Semnal de bandă largă și „zgomot alb'': *a* — semnal de bandă largă; *b* — zgomot alb.

unde $\delta(\tau)$ este impulsul unitar, deci

$$B(\tau) = \frac{N_0}{2}, \quad \text{pentru } \tau = 0$$

și (1.68)

$$B(\tau) = 0, \quad \text{pentru } \tau \neq 0,$$

deci, în cazul zgomotului alb, valorile succesive $\xi(t_1)$ și $\xi(t_2)$ nu sînt în nici un caz corelate, oricît de apropiate ar fi.

Dacă se definește *coeficientul de corelație* sau *covariația normalizată* prin expresia

$$\rho(\tau) = \frac{B(\tau)}{\sigma^2} = \frac{B(\tau)}{B(0)}, \tag{1.69}$$

unde σ^2 este dispersia, se vede că acesta este

$$\rho(\tau) = 1, \quad \text{pentru } \tau = 0,$$

$$\rho(\tau) = 0, \quad \text{pentru } \tau \neq 0. \tag{1.70}$$

ceea ce confirmă necorelaţia valorilor variabile aleatoare reprezentînd zgomotul alb.

Semnalul gaussian este un semnal staţionar $\xi(t)$ care are densitatea de probabilitate la un anumit moment dat (fig. 1.4), denumită şi distribuţie normală :

$$p_1(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}}, \tag{1.71}$$

unde a este valoarea medie a semnalului şi σ^2 dispersia.

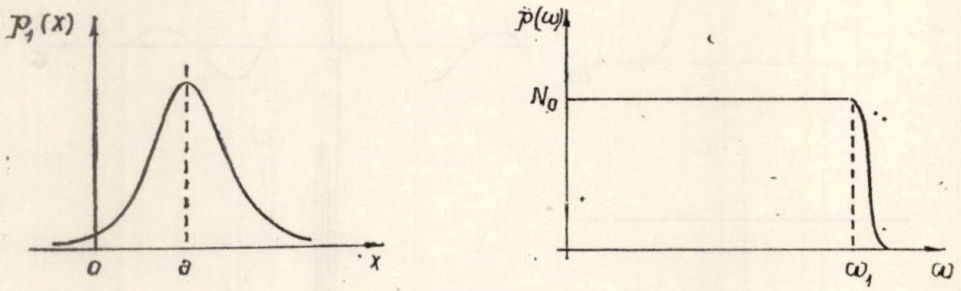


Fig. 1.4. — Semnal gaussian : *a* — distribuţia posibilităţii ; *b* — densitatea spectrală.

Se poate arăta în cazul în care coeficientul de corelaţie corespunzător evaluării semnalului la două momente de timp $\tau = t_2 - t_1$ satisface condiţiile (1.70), adică valorile x_1 ale semnalului la timpul t_1 sînt statistic independente de valorile x_2 la timpul $t_2 = t_1 + \tau$, atunci spectrul de putere al semnalului este constant :

$$p(\omega) = N_0, \tag{1.72}$$

iar funcţia de corelaţie este

$$B(\tau) = \frac{1}{2} N_0 \delta(\tau). \tag{1.73}$$

1.5. CLASIFICAREA PERTURBAŢIILOR ADITIVE ÎN PROCESUL DE INVESTIGAŢIE GEOFIZICĂ

În general, perturbaţiile aditive, definite conform relaţiei (1.4), pot fi clasificate în următoarele categorii : zgomote, diafonii şi distorsiuni.

Zgomotele reprezintă perturbaţiile aditive care nu sînt coherente cu semnalul util transmis.

Dintre acestea, o clasă importantă este constituită de *zgomotele ergodice*, în care perturbaţiile sînt reprezentate de procese ergodice, pentru care, după cum s-a văzut, valorile medii temporare sînt egale cu valorile

medii statistice, adică caracteristicile globale ale zgomotului pot fi deduse din cele ale unei realizări particulare. Zgomotele ergodice sînt previzibile în medie, nu însă în detaliu.

Altă clasă importantă de zgomote o reprezintă *zgomotele gaussiene*, sau *zgomotele de fluctuații*, care sînt tot zgomote ergodice, avînd în orice moment o distribuție de probabilități normală (1.71).

Dacă zgomotul gaussian are o densitate spectrală de putere constantă (1.72), se numește *zgomot alb*. În caz contrar, dacă densitatea spectrală de putere nu este constantă, se numește *zgomot colorat* (în analogie cu radiațiile luminoase la care lumina albă are un spectru constant, iar lumina colorată un spectru variabil cu frecvența).

Zgomotele ergodice care nu au o distribuție normală pot fi numite *negaussiene* și pot fi de asemenea zgomote albe și colorate. În caz că zgomotele nu pot fi caracterizate prin legi probabilistice, ele poartă numele de *zgomote neergodice*. Dintre acestea, *zgomotele neergodice regulate* pot fi reprezentate printr-o funcție periodică de timp, iar *zgomotele neergodice neregulate* intervin în mod imprevizibil.

Perturbațiile care provin din semnalele utile ale altor canale de transmisie se numesc *diafonii* și sînt mai mult sau mai puțin coerente cu aceste semnale utile.

În fine, *distorsiunile* reprezintă perturbații coerente cu semnalul util din canalul considerat și pot fi :

— *distorsiuni reversibile*, care pot fi eliminate (cel puțin teoretic) cu ajutorul unor sisteme de corecție (filtre) ; ele provin din transformările reversibile (biunivoce) ale semnalului în canalul de transmisie, astfel încît prin transformarea inversă pot fi înlăturate ;

— *distorsiuni ireversibile*, care sînt provocate de o transformare neliniară a semnalului și care nu are pe tot domeniul de definiție o transformare inversă.

În cazul investigațiilor geofizice, în general, și a celor de sondă, în particular, se pot da următoarele exemplificări ale diferitelor categorii de perturbații enumerate :

— zgomote ergodice gaussiene apar mai ales la investigația radiometrică la care semnalul util este afectat de zgomotul de fluctuații statistice datorat caracterului probabilistic al fenomenelor radioactive ;

— zgomote neergodice pot apărea ca urmare a unor variații periodice a rețelei electrice de alimentare a aparaturii geofizice, influenței unor așa-numiți curenți vagabonzi, produși de instalațiile de forță din apropierea zonei unde se execută investigația etc. ;

— în cadrul prospecțiunilor seismice, zgomotele ergodice sînt produse de fenomenele de reflexie multiplă, reverberație etc. ;

— distorsiunile sînt produse în special ca urmare a efectului de filtraj al canalului de transmisie asupra semnalului util în toate tipurile de investigație geofizică la sonde (electrice, radiometrice, ultraacustice etc.), în timp ce diafoniile pot apărea ca urmare a influenței între două canale de măsură în timpul înregistrărilor simultane a mai multor parametri geofizici de sondă (de exemplu potențialul spontan cu rezistivitate aparentă sau intensitate de radiație gama și neutron—gama etc.).

2. PROBLEMA CONVOLUȚIEI SEMNALULUI GEOFIZIC DE SONDĂ ȘI FILTRE DE CONVOLUȚIE

2.1. FUNCȚIA DE CONVOLUȚIE A SEMNALELOR

2.1.1. Semnale deterministe periodice

Dacă se consideră două funcții deterministe periodice $s_1(t)$ și $s_2(t)$ cu perioadă T_0, se definește *funcția de convoluție* prin integrala

$$f(t) = \frac{1}{2T_0} \int_{-T_0}^{+T_0} s_1(\tau)\, s_2(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau, \tag{2.1}$$

care este asemănătoare cu funcția de corelație $r_{12}(\tau)$, definită de ecuația (1.29), cu diferența că τ apare cu semn negativ în funcția $s_2(t-\tau)$. Operația de convoluție ar putea fi definită ca o mediere ponderată deplasabilă a funcției $s_1(t)$ cu o numită pondere dată de funcția $s_2(t)$.

Dacă se trece la dezvoltarea în serie Fourier, integrala (2.1) poate fi scrisă sub forma

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C(n\omega_0)\, \mathrm{e}^{jn\omega_0 t}, \tag{2.2}$$

unde

$$C(n\omega_0) = C_1(n\omega_0)\, C_2(n\omega_0), \tag{2.3}$$

respectiv produsul transformatelor Fourier a funcțiilor $s_1(t)$ și $s_2(t)$.

Rezultă că $f(t)$ și $C(n\omega_0)$ sînt tranformate Fourier, iar convoluția a două funcții în domeniul timp se transformă în domeniul frecvență în produsul transformatelor Fourier. Relațiile (2.1) și (2.2) reprezintă „teorema convoluției funcțiilor periodice".

2.1.2. Semnale deterministe aperiodice

În cazul funcțiilor aperiodice, integrala de convoluție are expresia

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(\tau)\, s_2(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau = s_1(t) \divideontimes s_2(t), \tag{2.4}$$

unde simbolul $\divideontimes$ reprezintă operația de convoluție.

Aplicînd transformatele Fourier, se poate obține

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(\omega)\, S_2(\omega)\, \mathrm{e}^{j\omega t}\, \mathrm{d}\omega, \tag{2.5}$$

în care $S_1(\omega)$ și $S_2(\omega)$ sînt tranformatele Fourier ale semnalelor aperiodice, respectiv densitățile spectrale de energie.

Dacă se notează

$$F(\omega) = S_1(\omega)\, S_2(\omega), \tag{2.6}$$

rezultă că $f(t)$ și $F(\omega)$ sînt transformate Fourier și că operația de convoluție în domeniul timp devine în domeniul frecvențelor o operație de multiplicare (teorema convoluției funcțiilor aperiodice).

În mod analog pot fi tratate și semnalele aleatoare fie că este vorba de tratarea ansamblului procesului aleator, fie doar de o realizare particulară a acestuia.

2.2. TEOREMELE CONVOLUȚIEI CU FUNCȚIA DELTA ȘI CU FUNCȚIA-TREAPTĂ

2.2.1. Funcția treaptă-unitate și funcția delta

Funcția treaptă-unitate (Heaviside) este definită printr-una din relațiile (fig. 2.1)

$$\begin{aligned} u_0(t) &= 0, && \text{pentru} \quad t < 0, \\ u_0(t) &= \frac{1}{2}, && ,, \quad t = 0, \\ u_0(t) &= 1, && ,, \quad t > 0 \quad \text{(fig. 2.1}a\text{)} \end{aligned} \tag{2.7}$$

sau

$$\begin{aligned} u(t) &= 0, && ,, \quad t < 0, \\ u(f) &= 1, && ,, \quad t \geqslant 0 \quad \text{(fig. 2.1}b\text{)}. \end{aligned} \tag{2.8}$$

Funcția delta (Dirac), obținută din derivarea funcției treaptă-unitate și trecerea la limită în origine, este definită prin relațiile (fig. 2.2)

$$\begin{aligned} \delta(t) &= 0, && \text{pentru} \quad t \neq 0, \\ \delta(t) &= \infty, && ,, \quad t = 0, \end{aligned} \tag{2.9}$$

astfel că

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t)\, \mathrm{d}t = 1. \tag{2.10}$$

Funcția delta este o funcție pară:

$$\delta(t) = \delta(-t), \tag{2.11}$$

iar spectrul funcției delta este

$$\Delta(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t)\, e^{-j\omega t}\, dt = 1 \tag{2.12}$$

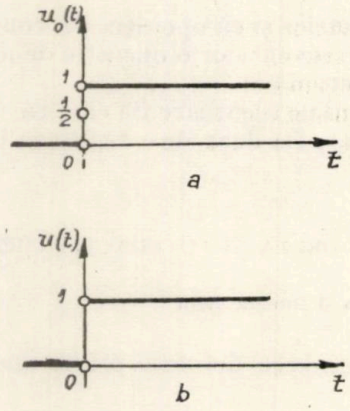


Fig. 2.1. — Funcția treaptă-unitate.

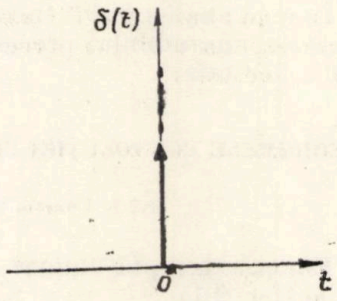


Fig. 2.2. — Funcția impuls-unitate.

Aceste două funcții au o serie întreagă de aplicații în fenomenele de transmisiune a semnalelor, după cum se va vedea mai departe.

2.2.2. Teorema convoluției cu funcția delta

Un semnal determinist, fie periodic, fie aperiodic, poate fi reprezentat sub forma unei integrale de convoluție cu funcția delta.

Pentru semnale periodice, dacă în ecuația (2.1) se înlocuiește

$$s_1(\tau) = s(\tau) \quad \text{și} \quad s_2(t-\tau) = \delta(t-\tau),$$

se obține

$$s(t) = \frac{1}{2T_0} \int_{-T_0}^{+T_0} s(\tau)\, \delta(t-\tau)\, d\tau. \tag{2.13}$$

Semnificația fizică a acestei reprezentări este sugerată de figura 2.3, în care un semnal periodic $s(t)$ este aproximat printr-o succesiune de impulsuri dreptunghiulare de durată $\Delta\tau$ și de înălțime $s(n\Delta\tau)$. Prin trecere la limită, pentru $\Delta\tau \to 0$ și $n \to \infty$ se obține ecuația (2.13).

În cazul semnalelor aperiodice se va obține integrala

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau)\, \delta(t-\tau)\, d\tau, \tag{2.14}$$

cu o semnificație fizică asemănătoare.

2.2.3. Teorema convoluției cu funcția treaptă

Se poate face reprezentarea unui semnal și sub forma unei integrale de convoluție cu funcția treaptă-unitate (fig. 2.4):

$$s(t) = s(0)\, u(t) + \frac{1}{2T_0}\int_0^T s'(\tau)\, u(t-\tau)\, d\tau, \qquad (2.15)$$

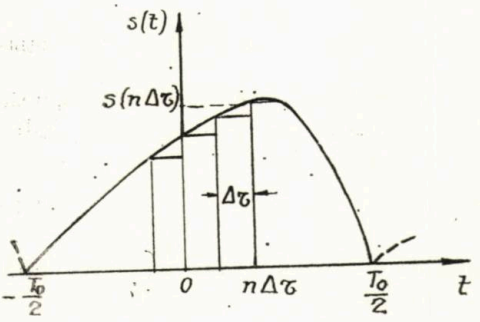


Fig. 2.3. — Reprezentarea unui semnal prin semnale componente funcții-delta.

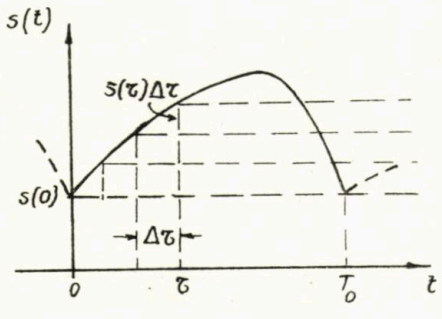


Fig. 2.4.— Reprezentarea unui semnal prin semnale componente funcții-treaptă.

pentru funcții periodice, sau

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s'(\tau)\, u(t-\tau)\, d\tau, \qquad (2.16)$$

pentru funcții aperiodice.

Semnificația fizică a acestei reprezentări, sugerată de figura 2.4, oferă o aproximare a funcției $s(t)$ cu o succesiune de impulsuri treaptă cu pasul de apariție $\Delta\tau$ și cu frontul $s(\tau)\,\Delta\tau$. Prin trecere la limită se obține ecuația (2.15), respectiv (2.16).

2.3. SISTEME DE TRANSMISIUNE LINEARE STAȚIONARE

2.3.1. Răspunsul la impuls și funcția de transfer

În lanțul de transmisiune de la sursa de mesaje pînă la receptorul de mesaje, semnalul suferă o serie de transformări în cadrul diferitelor părți componente ale acestuia. Din punctul de vedere al fenomenului de transmisie, poate fi denumit *sistem* fie ansamblul lanțului de transmisie, fie diferitele părți componente ale acestuia.

În cazul concret al transmisie informației geofizice de sondă se poate numi sistem fie întregul ansamblu compus din dispozitivul de investigație (traductor) din gaura de sondă, circuitele de prelucrare ale semnalului din

aparatul de sondă, cablul de carotaj, circuitele de prelucrare de la suprafață și dispozitivul de înregistrare, fie una dintre părțile componente enumerate.

Un sistem transformă un semnal $x(t)$ aplicat la intrare, într-un alt semnal $y(t)$ care apare la ieșire. Sistemul poate fi caracterizat printr-un operator funcțional Ψ, care transformă spațiul $[X]$ al valorilor semnalului $x(t)$ în spațiul $[Y]$ al semnalului $y(t)$:

$$\Psi\,[x\,(t)] = y\,(t).$$

Sistemul este *linear* dacă operatorul Ψ este linear, adică sînt satisfăcute condițiile unor transformări lineare :

— răspunsul sistemului, cînd la intrare se aplică o sumă de semnale, este egal cu suma răspunsurilor ce s-ar obține dacă fiecare s-ar aplica separat :

$$\Psi\,[x_1\,(t) + x_2\,(t)] = y_1\,(t) + y_2\,(t)\,; \tag{2.17}$$

— dacă semnalul de intrare devine de λ ori mai mare (se multiplică cu factorul λ), și semnalul de ieșire devine tot de λ ori mai mare :

$$\Psi\,[\lambda x\,(t)] = \lambda y\,(t). \tag{2.18}$$

Un sistem este *invariant în timp*, sau *staționar*, dacă operatorul funcțional este de asemenea invariant în timp sau staționar, respectiv satisface condiția de staționaritate

$$\Psi\,[x\,(t + \tau)] = y\,(t + \tau), \tag{2.19}$$

adică transformarea dată de relația (2.19) nu depinde de timp.

După cum s-a văzut, semnalele $x(t)$ și $y(t)$ pot fi reprezentate sub forma convoluției cu funcția delta (2.14), adică

$$x\,(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x\,(\tau)\;\delta\,(t - \tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{2.20}$$

și

$$y\,(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} y\,(\tau)\,\delta\,(t - \tau)\,\mathrm{d}\tau. \tag{2.21}$$

Se poate arăta (Spătaru, 1965, p. 198—200), că dacă un semnal $x(t)$ se aplică unui sistem caracterizat printr-un operator funcțional Ψ, valorile semnalului de ieșire $y\,(\tau)$, unde τ reprezintă o serie de valori luate pe axa timpului t, au forma

$$y\,(\tau) = \Psi\,(\tau)\,x\,(\tau), \tag{2.22}$$

unde $\Psi(\tau)$ este determinată de structura sistemului.

După o serie de transformări se poate obține expresia semnalului de ieșire :

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau)\, h(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau, \tag{2.23}$$

unde

$$h(t-\tau) = \Psi(\tau)\, \delta(t-\tau). \tag{2.24}$$

Ecuația (2.23) se mai poate scrie, prin substituția $\tau = t - \tau$, sub forma

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t-\tau)\, h(\tau)\, \mathrm{d}\tau. \tag{2.25}$$

Funcția $h(t)$ caracterizează sistemul de transmisiune și se numește *funcție de pondere*, deoarece efectuează însumarea (integrarea) ponderată a semnalului de la intrare $x(t)$.

Funcția de pondere $h(t)$ este cunoscută mai ales sub numele de *răspunsul sistemului la impulsul-unitate*, întrucît, dacă se aplică la intrare impulsul-unitate,

$$x(t) = \delta(t),$$

răspunsul sistemului va fi (2.25)

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t-\tau)\, h(\tau)\, \mathrm{d}\tau = h(t), \tag{2.26}$$

adică, conform ecuației (2.14), răspunsul la impulsul-unitate este chiar funcția de pondere.

Se poate da următoarea interpretare a integralelor de convoluție din relațiile (2.23) și (2.25) : se consideră semnalul $x(t)$ compus dintr-o succesiune de impulsuri de durată infinit mică $\mathrm{d}\tau$ și amplitudine $x(\tau)$ (fig. 2.5), respectiv care au un „conținut" $x(\tau)\,\mathrm{d}\tau$. Răspunsul sistemului la un impuls delta, care are un conținut egal cu unitatea (2.10) este $h(t)$, deci răspunsul la impulsurile elementare considerate va fi

$$y(\tau)\ \mathrm{d}\tau = x(\tau)\, h(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau,$$

unde t este timpul la care se evaluează răspunsul, iar τ timpul la care se aplică la intrare impulsul unitar. Deoarece semnalul la intrare este format dintr-o infinitate de astfel de impulsuri elementare, distribuite continuu de-a lungul axei τ, efectul tuturor acestor impulsuri se obține din însumarea (integrarea) termenilor din ecuația (2.27) :

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau)\, h(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau. \tag{2.27}$$

Dacă momentul în care se aplică impulsurile elementare se notează cu $t - \tau$ (fig. 2.6), răspunsul este dat de integrarea termenilor de forma

$$y(\tau)\,\mathrm{d}\tau = x(t-\tau)\,h(\tau)\,\mathrm{d}\tau,$$

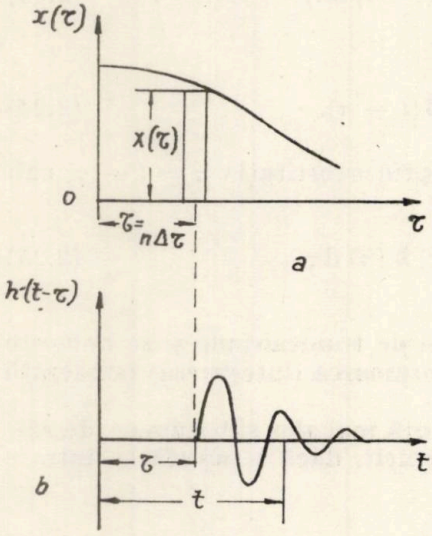


Fig. 2.5. — Reprezentarea integralei de convoluție a — semnalul aplicat la intrare la τ, b — funcția de pondere $h(t-\tau)$.

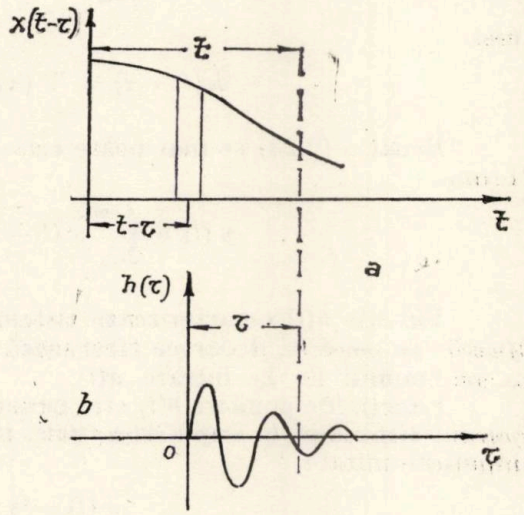


Fig. 2.6. — Reprezentarea integralei de convoluție: a — semnalul aplicat la intrare la t; b — funcția de pondere $h(\tau)$.

respectiv va fi de forma

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t-\tau)\,h(\tau)\,\mathrm{d}\tau. \tag{2.28}$$

Funcția de pondere a unui sistem de transmisiune $h(t)$ poate fi reprezentată și în domeniul frecvență cu ajutorul transformatei Laplace sau a transformatei Fourier.

Transforma Fourier a fost definită conform relațiilor (1.27) și (1.28) și, s-a văzut, conform ecuației (2.6), că operația de convoluție poate fi reprezentată în domeniul frecvențelor sub forma unei multiplicări. În modul acesta, integralele de convoluție (2.27) sau (2.28) pot fi scrise sub forma

$$Y(\omega) = X(\omega)\,H(\omega),$$

în care $X(\omega)$ și $Y(\omega)$ sînt transformatele Fourier ale semnalului de intrare, respectiv de ieșire, iar $H(\omega)$ transformata Fourier a răspunsului la impuls al circuitului și se numește *funcție de transfer*.

Deci funcția de transfer determină comportarea sistemului de transmisiune în domeniul frecvență, așa după cum funcția de pondere sau răspuns la impuls unitar îl caracterizează în domeniul timp.

2.3.2. Funcția de transfer generalizată în domeniul frecvențelor complexe

Dezvoltarea unui semnal determinist aperiodic poate fi făcută și în funcție de frecvența complexă

$$p = \sigma + j\omega,$$

unde σ și ω sînt cantități reale și reprezintă axele sistemului de coordonate în planul complex p al frecvențelor (fig. 2.7*a*).

Semnalul $s(t)$ poate fi reprezentat sub forma

$$s(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma_0 - j\infty}^{\sigma_0 + j\infty} S(p)\, e^{pt}\, dp, \tag{2.29}$$

cu condiția ca integrala

$$S(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)\, e^{-pt}\, dt < \infty \tag{2.30}$$

să existe, adică să fie convergentă pentru anumite valori $\sigma_0 = \mathrm{Re}(p)$

Relația (2.30) reprezintă transformata Laplace a semnalului $s(t)$ care se mai notează prin $\mathcal{L}[s(t)]$, în timp ce transformata inversă, notată cu $\mathcal{L}^{-1}[S(p)]$, este dată de relația (2.29) (formula de inversiune Mellin-Fourier).

Transformata Fourier reprezintă un caz particular al transformatei Laplace dacă integrala (2.30) este convergentă pentru $\sigma_0 = 0$, convergență asigurată de condiția

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)\, dt| < \infty.$$

Adesea se utilizează o altă reprezentare, prin trecerea la planul complex λ, obținut ptin rotirea planului p cu $\pi/2$ în sens orar (fig. 2.7*b*) :

$$p = j\lambda$$

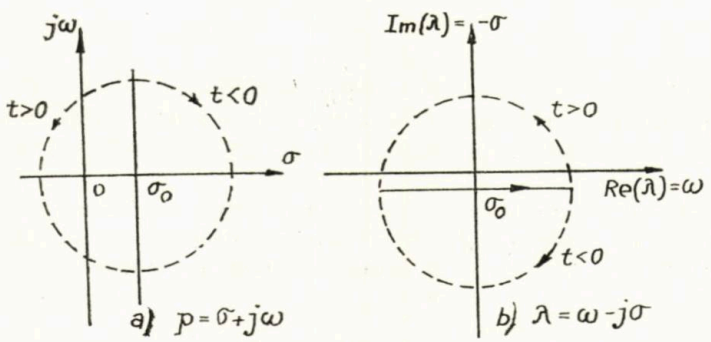


Fig. 2.7. — Reprezentarea planului complex.

şi

$$\lambda = \omega - j\sigma. \tag{2.31}$$

În acest caz avem

$$s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty - j\sigma_0}^{+\infty - j\sigma_0} S(j\lambda)\, e^{j\lambda t}\, d\lambda, \tag{2.32}$$

cu condiţia ca

$$S(j\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)\, e^{-j\lambda t}\, dt < \infty \tag{2.33}$$

să fie convergentă pentru Im $(\lambda) = -\sigma_0$. Ca şi în cazul precedent, pentru $\sigma_0 = 0$ se obţine transformata Fourier.

Dacă ne întoarcem la cazul sistemelor de transmisiune şi se notează cu $X(p)$ transformata Laplace a semnalului de intrare în sistem şi $Y(p)$ transformata Laplace a semnalului de ieşire, acesta din urmă va avea forma

$$Y(p) = H(p)\, X(p), \tag{2.34}$$

în care $H(p)$ constituie transformata Laplace a răspunsului la impuls unitar, respectiv funcţia de transfer în domeniul frecvenţelor complexe.

Deoarece atît $H(p)$, cît şi $h(t)$ specifică acelaşi sistem, cunoaşterea lui $H(p)$ (cu domeniul respectiv de definire) determină în mod unic pe $h(t)$ şi invers, adică

$$h(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma_1 - j\infty}^{\sigma_1 + j\infty} H(p)\, e^{pt}\, dp, \tag{2.35}$$

unde σ_1 se găseşte în zona în care este definit $H(p)$ şi, respectiv,

$$H(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)\, e^{-pt}\, dt \tag{2.36}$$

pentru valorile $\sigma_1 = \text{Re}\,(p)$ pentru care integrala (2.36) este convergentă.

Sistem stabil se numeşte un sistem la care pentru orice semnal finit (mărginit) aplicat la intrare îi corespunde la ieşire de asemenea un semnal mărginit.

Condiţia de stabilitate în domeniul timp, necesară şi suficientă, este ca funcţia de pondere $h(t)$ să fie absolut integrabilă, adică răspunsul la impulsul-unitate trebuie să se stingă (anuleze cu timpul) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|\, dt < +\infty. \tag{2.37}$$

În domeniul frecvență, condiția de stabilitate este ca funcția de transfer $H(p)$ să includă în domeniul ei de convergență cel puțin axa imaginară $\sigma = 0$ ($p = j\,\omega$). Din ecuația (2.36) rezultă

$$|H(p)| \leqslant \int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|\,|e^{-pt}|\,dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|\,e^{-\sigma t}\,dt, \qquad (2.38)$$

din care pentru $\sigma = 0$ avem

$$|H(j\omega)| \leqslant \int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|\,dt < \infty, \qquad (2.39)$$

adică chiar condiție de stabilitate (2.37).

Sistem realizabil se numește sistemul care îndeplinește condiția că semnalul la ieșire nu poate preceda pe cel de la intrare, apărînd noțiunea de *cauzalitate* (semnalul de la intrare este cauza celui de la ieșire) și de curgere *unidirecțională* a timpului.

În domeniul timp, sistemul este realizabil dacă

$$h(t) = 0 \quad \text{pentru} \quad t < 0, \qquad (2.40)$$

ceea ce înseamnă că efectul nu precedă cauza, întrucît $h(t)$ este răspunsul la impulsul-unitate $x(t) = \delta(t)$, aplicat la intrare în momentul $t = 0$.

În domeniul frecvență, condiția ca un sistem să fie realizabil este ca funcția de transfer $H(p)$ să aibă ca domeniu de convergență semiplanul definit de

$$\mathrm{Re}\,(p) > \sigma_0, \qquad (2.41)$$

unde σ_0 este un număr finit, respectiv singularitățile lui $H(p)$ se găsesc la stînga dreptei $p = \sigma_0 + j\omega$ (fig. 2.8), astfel că

$$h(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma_0 - j\infty}^{\sigma_0 + j\infty} H(p)\,e^{pt}\,dp = 0, \quad \text{pentru orice } t < 0. \qquad (2.40')$$

Sistem fizic realizabil se numește sistemul care este în același timp și stabil, și realizabil.

În domeniul timp, sistemul este fizic realizabil dacă sînt îndeplinite simultan condițiile (2.37) și (2.40), iar în domeniul frecvență funcția de transfer trebuie să aibă ca domeniu de convergență întreg semiplanul drept $\mathrm{Re}\,(p) \geqslant 0$, adică să fie analitică în tot semiplanul $\mathrm{Re}(p) > 0$ și să nu aibă singularități pe axa imaginară $\sigma = 0$.

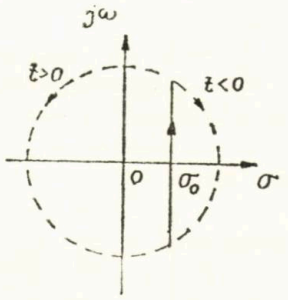


Fig. 2.8. — Realizabilitatea funcțiilor de transfer.

Există un criteriu pentru a stabili că o funcție de transfer $H(\omega)$ este fizic realizabilă, și anume criteriul Paley-Wiener.

Dacă integrala

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\log|H(j\omega)||\,d\omega}{1 + \omega^2} < +\infty \qquad (2.42)$$

este mărginită, atunci $|H(j\omega)|$ reprezintă modulul funcției de transfer a unui sistem fizic realizabil.

Dacă $I < +\infty$, atunci $|H(j\omega)|^2$ poate fi factorizat:

$$|H(j\omega)|^2 = H(j\omega)\, H^*(j\omega) \tag{2.43}$$

şi este posibil să se aleagă $H(j\omega)$ în aşa fel, încît $H(p)$ să nu conţină poli în jumătatea din dreapta a planului complex Re $(p) > 0$ (se ştie că polii unei funcţii de variabilă complexă sînt coordonatele în planul complex $p = \sigma + j\omega$, pentru care funcţia devine infinită).

2.3.3. Proprietăţile funcţiei de transfer generalizate

O clasă foarte largă de sisteme au ca funcţie de transfer o funcţie raţională de p de forma

$$H(p) = A\,\frac{p^m + a_{m-1}p^{m-1} + \ldots + a_1 p + a_0}{p^n + b_{n-1}p^{n-1} + \ldots + b_1 p + b_0}, \tag{2.44}$$

în care coeficienţii $a_0, a_1, \ldots, a_{m-1}$ şi $b_0, b_1, \ldots, b_{n-1}$ sînt numere reale.

Dacă se scot în evidenţă zerourile lui $H(p)$, respectiv coordonatele $z_1, z_2, \ldots, z_m$ în planul complex pentru care $H(p) = 0$ şi polii $p_1, p_2 \ldots, p_n$ pentru care $H(p) = \infty$, funcţia de transfer se poate scrie

$$H(p) = A\,\frac{(p - z_1)(p - z_2)\ldots(p - z_m)}{(p - p_1)(p - p_2)\ldots(p - p_m)}. \tag{2.45}$$

Zerourile şi polii lui $H(p)$ pot fi şi multiplii şi se arată că, dacă au o formă complexă, trebuie să apară în perechi conjugate: z_1 şi $z_1^*, \ldots$, p_1 şi $p_1^*, \ldots$, etc., adică

$$H(p) = A\,\frac{(p - z_1)(p - z_1^*)\ldots}{(p - p_1)(p - p_1^*)\ldots}. \tag{2.46}$$

Se arată (Spătaru, 1965, p. 205—207) că:

—polii unei funcţii de transfer $H(p)$ a unui sistem stabil trebuie să se găsească în semiplanul stîng;

— dacă funcţia de transfer $H(p)$ are poli pe axa imaginară, ei trebuie să fie simpli;

— numărul zerourilor funcţiei de transfer $H(p)$ a unui sistem stabil trebuie să fie mai mic sau cel mult egal cu numărul polilor.

Funcţia de transfer din relaţia (2.46) poate fi scrisă pentru regimul permanent în care $\sigma = 0$ şi $p = j\omega$ sub forma

$$H(j\omega) = A\,\frac{(j\omega - z_1)(j\omega - z\ldots}{(j\omega - p_1)(j\omega - p_1^*)\ldots}. \tag{2.47}$$

Dacă se notează

$$\begin{aligned} j\omega - z_1 &= Z_1 e^{j\alpha_1}, \\ j\omega - z_1^* &= Z_1' e^{j\alpha_1'}, \\ j\omega - p_1 &= P_1 e^{j\beta_1}, \\ j\omega - p_1^* &= P_1' e^{j\beta_1'}, \end{aligned} \tag{2.48}$$

atunci funcția de transfer poate fi scrisă sub forma

$$H(j\omega) = |H(j\omega)| e^{j\Phi} = A \frac{Z_1 Z_1' \dots}{P_1 P_1' \dots} e^{j(\alpha_1 + \alpha_1' + \dots - \beta_1 - \beta_1' \dots)}, \tag{2.49}$$

în care

$$|H(j\omega)| = A \frac{Z_1 Z_1' \dots}{P_1 P_1' \dots} \tag{2.49'}$$

reprezintă *modulul funcției de transfer*, iar

$$\Phi = \alpha_1 + \alpha_1' + \dots - \beta_1 - \beta_1' \dots \tag{2.49''}$$

constituie *faza funcției de transfer.*

În figura 2.9 este exemplificat cazul în care apar două zerouri și doi poli.

Dacă zerourile sînt situate în semiplanul stîng, în punctele Z_1 și Z_1^*, faza funcției de transfer are valoarea minimă, respectiv funcția de transfer este de *fază minimă* :

$$\Phi = \alpha_1 + \alpha_1' - \beta_1 - \beta_1'.$$

Dacă zerourile sînt situate în semiplanul drept, în punctele z_{1s} și z_{1s}^*, simetrice cu z_1 și z_1^* în raport cu axa imaginară, faza funcției de transfer este

$$\Phi = 2\pi - \alpha_1 - \alpha_1' - \beta_1 - \beta_1',$$

modulul rămînînd același. În acest caz, funcția de transfer este de *fază neminimă.*

Din relația (2.46) se vede că funcția de transfer $H(p)$ este complet definită, cu aproximația unei constante multiplicative A, dacă se cunoaște poziția zerourilor $z_1, z_2, \dots, z_m$ și a polilor $p_1, p_2, \dots, p_n$.

Pentru distribuția zerourilor și polilor dată ca exemplu în figura 2.10 se vede că în toate cele patru cazuri, conform ecuației (2.49'), modulul funcției de transfer este același, dar faza (2.49'') este diferită. În cazul (a) faza este minimă (toate zerourile sînt în semiplanul stîng), deci funcția de transfer este de fază minimă. În acest caz există o corespondență biunivocă între modul și fază, cunoașterea modulului determinînd faza și invers.

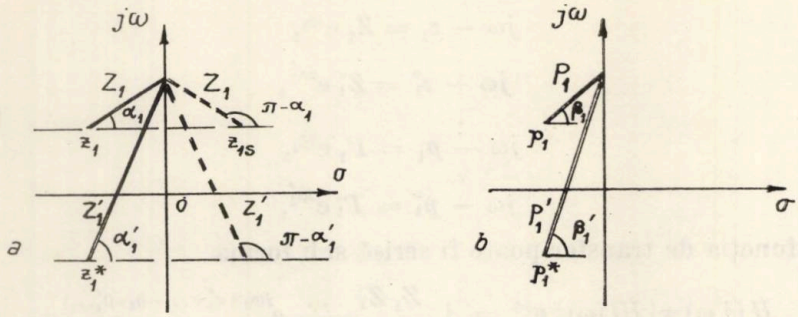


Fig. 2.9. — Reprezentarea unei funcţii de transfer în planul complex: *a* — poziţia zerourilor; *b* — poziţia polilor.

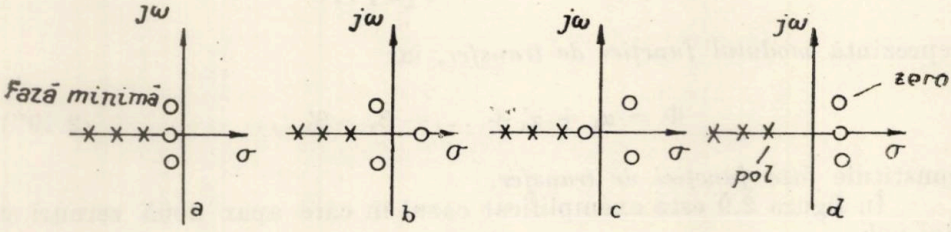


Fig. 2.10. — Funcţii de transfer în planul complex.

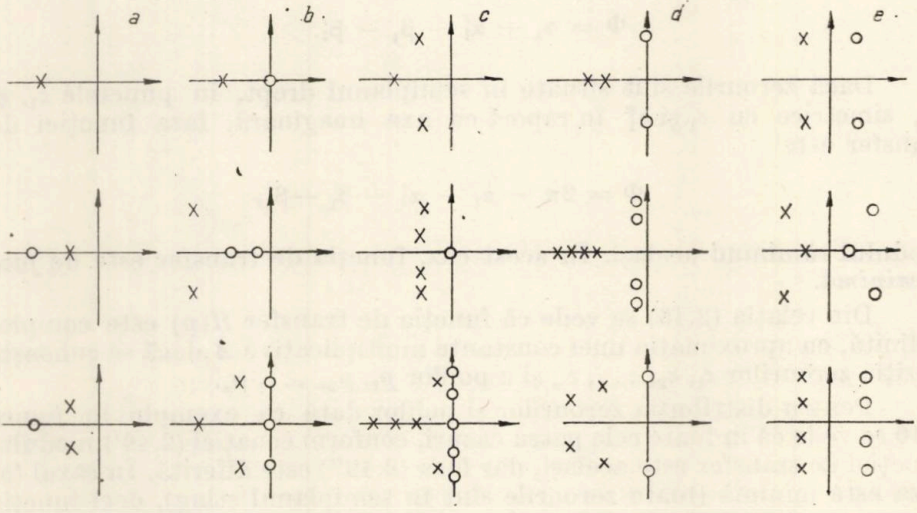


Fig. 2.11. — Clasificarea funcţiilor de transfer: *a* — trece-jos; *b* — trece-sus; *c* — trece-bandă; *d* — opreşte-bandă; *e* — trece-tot.

După modul de repartizare a zerourilor și a polilor, funcțiile de transfer pot fi clasificate astfel (fig. 2.11) :

— funcții transfer *trece jos* ;
— funcții transfer *trece sus* ;
— funcții transfer *trece bandă* ;
— funcții transfer *oprește bandă* ;
—funcții transfer *trece tot.*

2.3.4. Cîștigul și faza funcției de transfer

S-a văzut că funcția de transfer $H\ (j\omega)$ poate fi scrisă sub forma

$$H(j\omega) = |H(j\omega)|\, e^{j\Phi(\omega)} = A\ (\omega)\ e^{j\Phi(\omega)}, \tag{2.50}$$

unde $A(\omega)$ este modulul funcției de transfer, iar $\Phi(\omega)$ faza funcției de transfer.

Prin logaritmare se obține

$$G\ (j\omega) = \ln H\ (j\omega) = \alpha\ (\omega) + j\Phi\ (\omega), \tag{2.51}$$

unde $\alpha(\omega)$ este *cîștigul funcției de transfer* :

$$\alpha\ (\omega) = \ln A\ (\omega), \tag{2.52}$$

și se exprimă în „neperi".

Se arată (Spătaru, 1965, p. 214 și 600—605) că, dacă $H(p)$ este o funcție de transfer de minimă fază, atunci expresia (2.51) este analitică în semiplanul drept și se poate scrie *transformata Hilbert* :

$$\Phi\ (\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha\ (v)}{v - \omega}\, dv, \tag{2.53}$$

unde $jv = p$.

Din ecuația (2.53) rezultă că, dacă se cunoaște cîștigul $\alpha\ (\omega)$ al unei funcții de transfer de tipul minimum de fază, faza acesteia $\Phi(\omega)$ este determinată în mod unic.

Dacă funcția de transfer $H(p)$ este fizic realizabilă și de minimă fază, rezultă că și funcția de transfer inversă $1/H(p)$ este fizic realizabilă prin transformarea simplă :

$$-G\ (p) = -\ln H\ (p) = \ln \frac{1}{H\ (p)}\ .$$

2.4 FILTRE

Filtrele constituie o clasă de sisteme liniare staționare care utilizează proprietățile funcției de transfer a acestora la prelucrarea semnalelor aplicate. În general, sistemele fizice de transmisie a mesajelor acțio-

nează ca filtre. În funcție de caracteristicile funcției de transfer, filtrele pot fi : trece jos, trece sus, trece bandă, oprește bandă etc.

O clasă importantă de filtre utilizate în investigațiile geofizice o constituie clasa de *filtre trece jos.*

Filtrul trece jos este un filtru cu funcția de transfer (fig. 2.12*a*) :

$$H(\omega) = A(\omega)\, e^{j\Phi(\omega)},$$

unde caracteristica de amplitudine este

$$A(\omega) = A, \quad \text{pentru} \quad |\omega| \leqslant \omega_1,$$

$$A(\omega) = 0, \quad \text{pentru} \quad \omega_1 \leqslant |\omega|, \tag{2.54}$$

în care ω_1 se numește frecvența de tăiere a filtrului, iar caracteristica de fază

$$\Phi(\omega) = -\omega\tau, \tag{2.55}$$

având o variație liniară cu frecvența.

Răspunsul filtrului trece jos la diferite tipuri de semnale :

— răspunsul la impuls unitate $\delta(t)$ este transformata Fourier inversă a funcției de transfer (fig. 2.12*b*) :

$$H(\omega) = Ae^{-j\omega\tau}, \quad \text{pentru} \quad |\omega| \leqslant \omega_1,$$

$$H(\omega) = 0, \quad \text{pentru} \quad \omega_1 \leqslant |\omega|,$$

deci

$$y(t) = h(t) = \frac{A}{2\pi}\int_{-\omega_1}^{+\omega_1} e^{j\omega(t-\tau)}\, d\omega = \frac{A\omega_1}{\pi}\,\frac{\sin\omega_1(t-\tau)}{\omega_1(t-\tau)}; \tag{2.56}$$

— răspunsul la semnal treaptă unitar $u(t)$ poate fi obținut prin integrala de convoluție a semnalului cu răspunsul la impuls $h(t)$:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\xi)\, u(t-\xi)\, d\xi \tag{2.57}$$

și, întrucît

$$u(t-\xi) = 0, \quad \text{pentru} \quad \xi > t,$$

$$u(t-\xi) = 1, \quad \text{pentru} \quad \xi < t,$$

obținem

$$y(t) = \int_{-\infty}^{t} h(\xi)\, d\xi, \tag{2.58}$$

adică chiar integrala funcției de pondere $h(t)$ (2.56).

Rezolvînd integrala, se obține (fig. 2.12*c*)

$$y(t) = \frac{A}{\pi}\left\{\frac{\pi}{2} + Si\left[\omega_1 (t - \tau)\right]\right\}, \tag{2.59}$$

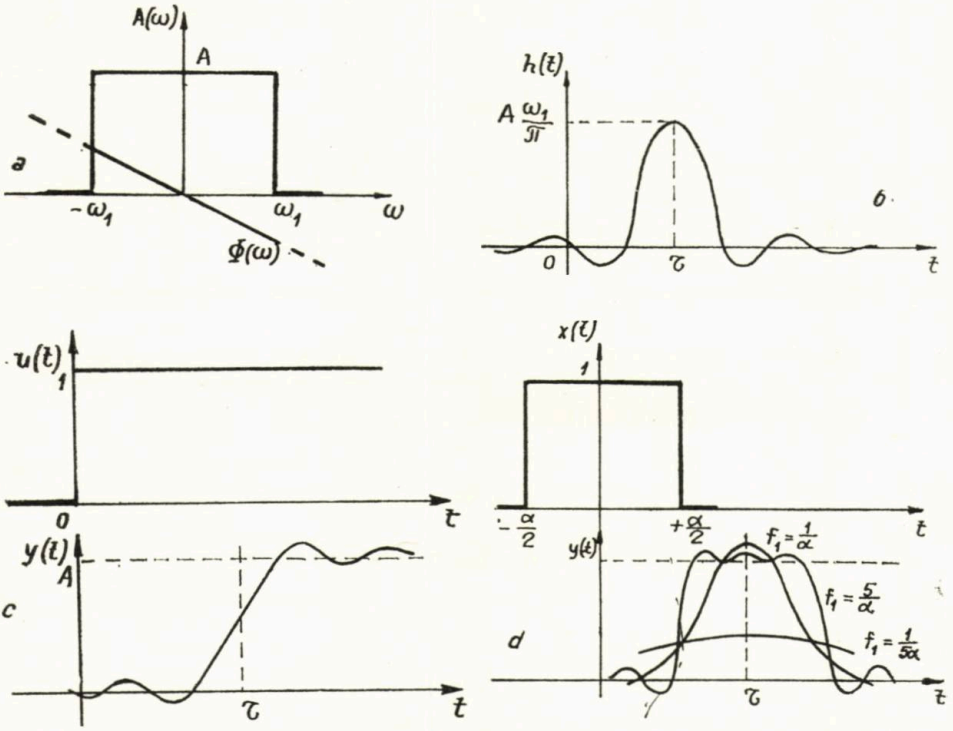


Fig. 2.12. — Filtrul trece-jos: *a* — funcția de transfer; *b* — răspunsul la impulsul-unitate; *c* — răspunsul la funcția-treaptă; *d* — răspunsul la impuls dreptunghiular.

în care $Si(v)$ reprezintă funcția sinus integral:

$$Si(v) = \int_0^v \frac{\sin \nu}{\nu}\, d\nu; \tag{2.60}$$

— răspunsul la impuls dreptunghiular (fig. 2.12*d*). Impulsul dreptunghiular poate fi considerat ca fiind diferența a două funcții dreaptă întîrziate cu α. Deci răspunsul va fi constituit din diferența a două funcții de genul celei din relația (2.59). Forma răspunsului depinde și de raportul dintre frecvența de tăiere $\omega_1 = 2\pi f_1$ și durata impulsului α.

O altă clasă de filtre întîlnite în aplicații îl constituie clasa *filtrelor de mediere.*

Filtrul de mediere. S-a văzut că valoarea medie a unui semnal de durată infinită este

$$\overline{s(t)} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} s(t)\, dt. \tag{2.61}$$

Valoarea medie în timp nu poate fi măsurată, fiindcă ea implică mederea pe un interval de timp infinit. Se poate obține o valoare care aproximează pe $s(t)$, și anume $s_M(t)$ dacă semnalul $s(t)$ se aplică unui filtru de mediere (fig. 2.13*a*):

$$h_T(t) = \frac{1}{T}, \quad \text{pentru} \quad 0 < t < T,$$
$$h_T(t) = 0, \quad \text{pentru} \quad t < 0;\ T < t. \tag{2.62}$$

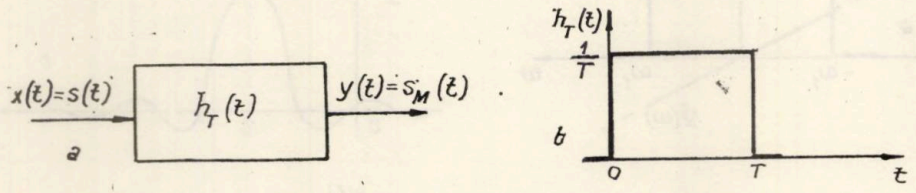


Fig. 2.13. — Filtru de mediere: *a* — filtru; *b* — răspunsul la impuls unitar.

Semnalul de ieșire va fi

$$y(t) = s_M(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau)\, h_T(t - \tau)\, \mathrm{d}\tau, \tag{2.63}$$

dar

$$h_T(t - \tau) = 0, \quad \text{pentru} \quad \tau < t - T;\ t < \tau,$$

deci

$$s_M(t) = \frac{1}{T}\int_{t-T}^{t} s(\tau)\, \mathrm{d}\tau, \tag{2.64}$$

obținîndu-se deci o mediere pe un interval de timp T.

Funcția de transfer a filtrului de mediere este

$$H_T(\omega) = \int_0^T h_T(t)\, \mathrm{e}^{-j\omega t}\, \mathrm{d}t \tag{2.65}$$

sau

$$H_T(\omega) = \frac{1 - \mathrm{e}^{-j\omega T}}{j\omega T}. \tag{2.66}$$

2.5. TRANSMITEREA SEMNALELOR ALEATORII PRIN SISTEME LINEARE

Dacă la intrarea unui sistem linear se aplică un semnal aleatoriu $\xi(t)$, la ieșire apare tot un semnal aleatoriu:

$$\eta(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi(t - \tau)\, h(\tau)\, \mathrm{d}\tau, \tag{2.67}$$

unde $h(t)$ este răspunsul la impulsul-unitate.

Dacă se cunoaște funcția de autocorelație a semnalului de la intrare (staționar), se poate calcula *funcția de autocorelație* a semnalului de la ieșire :

$$B_{\eta\eta}(\tau) = E[\eta(t_1)\,\eta(t_2)] = E\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \xi(t_1 - u)\,h(u)\,\mathrm{d}u \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \xi(t_2 - v)h(v)\,\mathrm{d}v\right] = \tag{2.68}$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} h(u)h(v)\cdot E[\xi(t_1 - u)\,\xi(t_2 - v)]\,\mathrm{d}u\,\mathrm{d}v,$$

unde $\tau = t_2 - t_1$.

Funcția de autocorelație a semnalului de la intrare fiind

$$B_{\xi\xi}(\tau) = E[\xi(t_1)\,\xi(t_2)], \tag{2.69}$$

rezultă că

$$E[\xi(t_1 - u)\,\xi(t_2 - v)] = B_{\xi\xi}(\tau - w), \tag{2.70}$$

unde $w = u - v$.

Deci funcția de autocorelație la ieșire este

$$B_{\eta\eta}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} B_{\xi\xi}(\tau - w)\,h(u)\,h(v)\,\mathrm{d}u\,\mathrm{d}v. \tag{2.71}$$

Densitatea spectrală de putere a semnalului de la ieșire este transformata Fourier a funcției de autocorelație :

$$q_\eta(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{\eta\eta}(\tau)\,\mathrm{e}^{-j\omega\tau}\mathrm{d}\tau. \tag{2.72}$$

Efectuînd integrarea, se obține

$$q_\eta(\omega) = |H(j\omega)|^2\,q_\xi(\omega) = A^2(\omega)\,q_\xi(\omega), \tag{2.73}$$

unde $q_\xi(\omega)$ = densitatea spectrală de putere a semnalului de la intrare.

Deci densitatea spectrală a semnalului de la ieșire se deduce din cea a semnalului de intrare prin multiplicarea cu pătratul modulului funcției de transfer.

Deci, cunoscînd $q_\xi(\omega)$ și $A(\omega)$, se poate determina autocorelația semnalului de ieșire:

$$B_{\eta\eta}(\tau) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} q_\eta(\omega)\,\mathrm{e}^{j\omega\tau}\,\mathrm{d}\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} A^2(\omega)\,q_\xi(\omega)\,\mathrm{e}^{j\omega\tau}\,\mathrm{d}\omega. \tag{2.74}$$

Dacă sistemul linear este fizic realizabil, integralele de mai sus se iau numai în intervalul $0 \ldots \infty$.

Pentru semnalele nestaţionare, relaţiile de mai sus nu mai sînt valabile.

Trecerea zgomotului alb prin sisteme lineare este deosebit de importantă în aplicaţii. În acest caz, densitatea spectrală de putere la intrare este constantă (1.66):

$$q_\xi(\omega) = \frac{1}{2} N_0, \tag{2.75}$$

iar densitatea spectrală de putere la ieşire devine

$$q_\eta(\omega) = \frac{1}{2} N_0 A^2(\omega). \tag{2.76}$$

Deci (2.74) se poate determina funcţia de autocorelaţie a semnalului de la ieşire:

$$B_{\eta\eta}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \frac{N_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A^2(\omega)\, e^{j\omega\tau}\, d\omega. \tag{2.77}$$

Ţinînd seama de expresia funcţiei de autocorelaţie a zgomotului alb (1.67) şi de expresia funcţiei de autocorelaţie a semnalului de ieşire (2.71), se obţine pentru aceasta din urmă

$$B_{\eta\eta}(\tau) = \frac{N_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} h(u)\, h(u+\tau)\, du = \frac{N_0}{2} \rho(\tau), \tag{2.78}$$

unde

$$\rho(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(u)\, h(u+\tau)\, du \tag{2.79}$$

se numeşte *funcţia de autocorelaţie a filtrului.*

Transformata Fourier a acesteia are expresia

$$\mathcal{F}[\rho(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(t)\, e^{-j\omega v}\, dv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(t)\, e^{j\omega u}\, du = H(\omega) \cdot H^*(\omega) = |H(\omega)|^2, \tag{2.80}$$

adică $|H(\omega)|^2$ şi $\rho(t)$ sînt perechi Fourier.

Dacă zgomotul alb este trecut printr-un filtru trece jos, densitatea spectrală de putere la ieşire este (fig. 2.14*a*)

$$q_\eta(\omega) = \frac{1}{2} N_0 A^2, \qquad \text{pentru } |\omega| < \omega_1,$$

$$= 0 \qquad , \qquad \text{pentru } |\omega| > \omega_1. \tag{2.81}$$

Funcția de autocorelație a zgomotului la ieșire este (fig. 2.14*b*)

$$B_{\eta\eta}(\tau) = B_{\eta\eta}(0)\,\frac{\sin \omega_1 \tau}{\omega_1 \tau}, \tag{2.82}$$

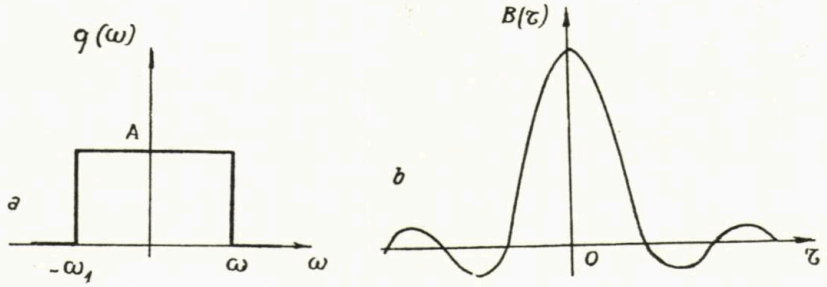


Fig. 2.14. — Trecerea zgomotului alb prin filtrul trece jos : *a* — densitatea spectrală la ieșire ; *b* — funcția de autocorelație la ieșire.

unde $B_{\eta\eta}(0)$ reprezintă puterea medie a zgomotului la ieșire :

$$B_{\eta\eta}(0) = \frac{\omega_1}{2\pi} N_0 A^2. \tag{2.83}$$

2.6. TRANSMITEREA SEMNALULUI GEOFIZIC DE SONDĂ

Semnalul geofizic de sondă reprezintă variația unor parametri fizici în funcție de adîncime, și anume a valorilor acestora pentru succesiunea stratelor întîlnite în gaura de sondă. Drept urmare, valorile parametrilor geofizici măsurați se prezintă sub forma unor mărimi discrete în funcție de adîncime, deci de spațiu, dar din punctul de vedere al dependenței funcționale, în calitate de variabilă independentă poate fi considerat și timpul. Întrucît succesiunea valorilor întîlnite nu poate fi prevăzută dinainte, semnalul geofizic de sondă poate fi considerat un *proces aleatoriu discret*, și anume semnalul poate lua numai valori discrete, în timp ce parametrul timp *t* ia toate valorile continuului (fig. 2.15*a*). Totuși, datorită caracterului funcțional și mai ales datorită deformărilor pe care semnalul le suferă în sistemul de transmisiune, el poate fi considerat și ca *semnal determinist aperiodic* (fig. 2.15*b*). De fapt cele două caracterizări nu se exclud, cea de-a doua fiind de fapt o particularizare a celei dintîi.

Sistemul de transmisiune a semnalului geofizic de sondă se comportă în general, ca un sistem *linear staționar*, care introduce o deformare coerentă cu semnalul, deci o distorsiune lineară sau reversibilă. În figura 2.16 sînt reprezentate formele semnalelor trecute prin sistemul de trans-

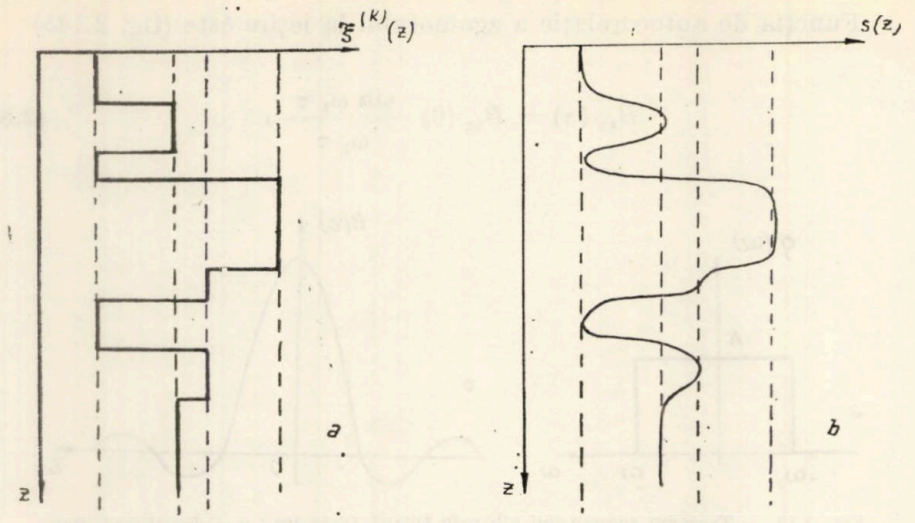


Fig. 2.15. — Semnal geofizic de sondă : *a* — proces aleatoriu discret original ; *b* — semnal filtrat prin sistemul de transmisiune.

misie pentru diferite cazuri de aplicare a unui semnal real la intrare (Lindseth, 1966) :

a) interfață între două strate groase ;
b) un singur strat ;
c) un strat subțire ;
d) un strat foarte subțire ;
e) o succesiune de strate.

Un sistem de transmisiune ideal ar trebui să dea un răspuns instantaneu la orice semnal de intrare sau la orice succesiune de contacte de formație, oricît de apropiat ar fi dispuse. Un sistem real va produce anumite deformări de contact a semnalului de răspuns deasupra și dedesubtul interfeței de contact, ajungînd chiar ca la strate foarte subțiri răspunsul în dreptul bazei stratului să fie întrerupt înainte ca sistemul să răspundă față de apariția capacului stratului.

În fapt, răspunsul unui sistem de investigație pentru mărimi geofizice de sondă poate fi considerat ca răspunsul unui sistem linear staționar la un impuls *treaptă unitar*, cu aproximația unui factor de multiplicare pentru cazul unei singure interfețe de contact sau a unor pulsuri dreptunghiulare pentru strate de diferite grosimi.

Din punctul de vedere a comportării, sistemele de investigație geofizică de sondă pot fi considerate *filtre trece-jos* sau așa-numitele „filtre de netezire", întrucît prin suprimarea frecvențelor din spectru mai mari decît frecvența de tăiere se produce netezirea porțiunilor din semnal care au aspectul unor discontinuități, sau a „colțurilor", respectiv se produce o aplatisare a frontului anterior și posterior al impulsurilor dreptunghiulare. După cum s-a văzut în §2.4, răspunsul unui filtru trece-jos la un impuls dreptunghiular este constituit din diferența (suma algebrică)

a două impulsuri-treaptă. Dacă stratul este subțire, adică impulsul dreptunghiular corespunzător are durată mică, diferența răspunsurilor produce un semnal la ieșire a cărui amplitudine este mai mică decît amplitudinea reală (fig. 2.16*d*).

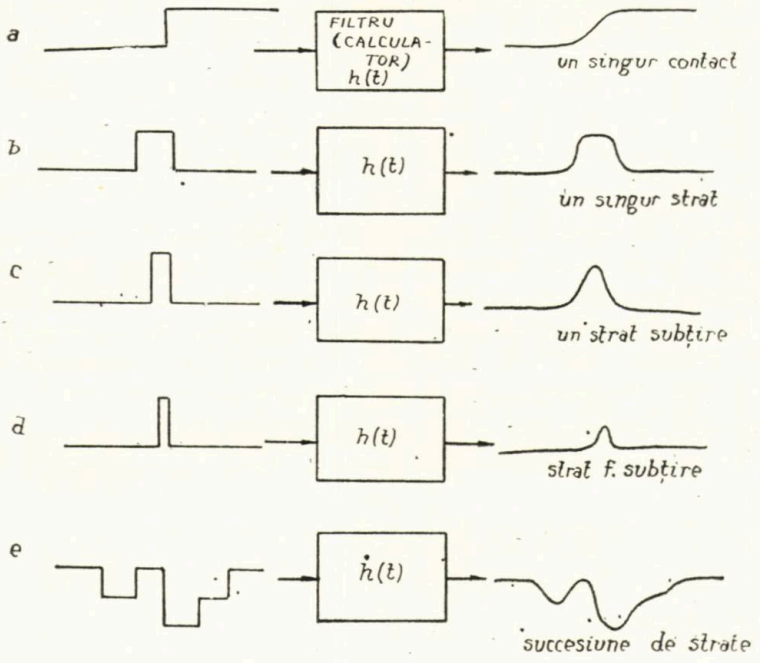


Fig. 2.16. — Modele de simulare a semnalului geofizic de sondă.

În scopul studierii răspunsului sistemelor la semnalele geofizice de sondă, ele pot fi *modelate* matematic fie prin calculatoarele analogice, fie prin cele numerice. În general, datorită dezvoltării actuale ale calculatoarelor numerice, se preferă procesul de modelare cu *calculator numeric*, în care se utilizează pentru modelare procesul de filtrare matematic sau de convoluție, descris în acest capitol. Calculatorul numeric are avantajul unei manevrabilități foarte mari, dînd posibilitatea simulării oricărei funcții de răspuns la impuls dorite, parametrii acesteia putînd fi schimbați cu ușurință pentru a simula condițiile de schimbare. Pot fi introduse în model zgomote și distorsiuni care să duplice răspunsul complet al sistemului.

2.7. CONVOLUȚIA INVERSĂ ȘI APLICAREA TEHNICII CONVOLUȚIEI INVERSE LA ÎMBUNĂTĂȚIREA SEMNALULUI DE RĂSPUNS AL DISPOZITIVELOR DE INVESTIGAȚIE GEOFIZICĂ (George, Smith și Bostick, 1962)

S-a văzut în cele discutate mai înainte că dispozitivul de investigație geofizică se comportă ca un sistem de transmisiune linear și staționar, și anume sub forma unui filtru trece jos (de netezire) cu funcția de răspuns

la impuls unitar $h(t)$. Cele discutate nu sînt schimbate cu nimic dacă în loc de parametrul timp t se introduce ca variabilă distanţa (adîncimea) x şi se notează funcţia $h(t) = g(x)$. Astfel, dacă la intrarea sistemului se aplică un semnal $s(x)$, în cursul transmisiunii prin filtru apare o distorsiune lineară şi un semnal de ieşire $v(x)$. Filtrarea lineară este de fapt, după cum s-a văzut, o convoluţie a funcţiei răspuns la impuls unitar $g(x)$ cu semnalul $s(x)$:

$$v(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x-z)\, s(z)\, \mathrm{d}z = g(x) * s(x). \tag{2.84}$$

Integrala de convoluţie se prezintă de fapt ca o integrare ponderată cu o funcţie de pondere mobilă $g(x-z)$. Analiza funcţiei de filtraj poate fi făcută, după cum s-a văzut, în domeniul frecvenţelor sau al transformatei Fourier. În cazul nostru, termenul de frecvenţă este utilizat pentru a denumi de data aceasta o mărime reciprocă distanţei, spre deosebire de cazul general, în care frecvenţa reprezintă reciproca timpului.

Transformata Fourier a semnalului de la intrare este

$$\mathcal{F}[s(x)] = S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x)\, \mathrm{e}^{-j\omega x}\, \mathrm{d}x, \tag{2.85}$$

iar transformata inversă

$$\mathcal{F}^{-1}[S(\omega)] = s(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega)\, \mathrm{e}^{j\omega x}\, \mathrm{d}\omega. \tag{2.86}$$

Pentru funcţii pare sau impare se poate scrie o pereche pară sau impară de transformate Fourier :

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} \omega x\, \mathrm{d}x,$$

$$s(x) = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{+\infty} S(\omega) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} \omega x\, \mathrm{d}\omega. \tag{2.87}$$

Ecuaţia (2.84), transpusă în domeniul frecvenţă, se transformă într-o înmulţire între transformatele semnalului de la intrare şi a funcţiei de răspuns la impuls unitar, respectiv a funcţiei de transfer, rezultatul fiind transformata semnalului de la ieşire, sau spectrul semnalului de ieşire

$V(\omega)$ este dat de produsul spectrului semnalului de intrare $S(\omega)$, înmulțit cu funcția de transfer $G(\omega)$:

$$V(\omega) = S(\omega)\, G(\omega). \tag{2.88}$$

Dacă $g(x)$ este o funcție reală de x, $G(\omega)$ va fi o funcție reală pară de frecvență. Aceste două funcții de pondere și transfer constituie o pereche de transformate Fourier și se mai cunosc sub numele de *fereastră de întîrziere*, respectiv *fereastră spectrală*.

Sistemele fizice de transmisiune de care este vorba sînt sisteme trece jos, adică

$$\lim_{x\to\infty} g(x) = 0,$$

$$\lim_{\omega\to\infty} G(\omega) = 0.$$

Deși $G(\omega)$ are un zero la infinit, el poate avea, fără îndoială, un număr de zerouri finite. Componentele de înaltă frecvență sînt astfel atenuate de către dispozitivul de investigație, dar acestea constituie tocmai componentele care dau colțurile ascuțite ale semnalului de intrare și detaliile mai complexe ale acestuia. Prin atenuarea acestor componente de înaltă frecvență, detaliile semnalului sînt „netezite" și se pierd.

Rezoluția semnalului poate fi crescută prin trecerea semnalului de ieșire $v(x)$ printr-un *filtru invers*, care restaurează, cel puțin parțial, componentele atenuate. Din punct de vedere matematic, aceasta ar consta în aplicarea asupra lui $v(x)$ a unui operator funcțional linear care să dea o aproximare a lui $s(x)$.

Rezolvînd ecuația (2.88) pentru $S(\omega)$, se obține

$$S(\omega) = \frac{V(\omega)}{G(\omega)} \tag{2.89}$$

și

$$s(x) = \mathcal{F}^{-1}[S(\omega)]. \tag{2.90}$$

În general, ecuația (2.90) nu poate fi evaluată în mod normal, datorită zerourilor lui $G(\omega)$. Din această cauză trebuie utilizate o serie de metode de aproximare. Există mai multe metode de obținere a funcției de transfer a filtrului invers, dintre care unele vor fi prezentate în cuprinsul acestei lucrări.

În cele ce urmează va fi descrisă metoda de aproximare a funcției de transfer în domeniul frecvențelor (George, Smith și Bostick, 1962), din care poate fi obținut un operator linear care să fie utilizat în domeniul real.

Această metodă este recomandată în special pentru simplitatea ei, eficacitatea ei în ceea ce privește timpul de calculator necesar și ușurința de aplicare.

Spectrul semnalului $S(\omega)$ va fi aproximat în domeniul frecvență prin :

$$\hat{S}(\omega) \cong S(\omega), \tag{2.91}$$

unde aproximarea sau „estimatul" spectrului are forma

$$\hat{S}(\omega) = H(\omega)\, V(\omega), \tag{2.92}$$

$H(\omega)$ reprezentînd o funcție specială care ajunge la zero la o frecvență oarecare finită, de obicei mai mică decît frecvența pentru care $G(\omega)$ își are primul zero (frecvența de tăiere a filtrului trece jos). Înlocuind pe $V(\omega)$ din (2.88), se obține

$$\hat{S}(\omega) = G(\omega)\, H(\omega)\, S(\omega). \tag{2.93}$$

Dacă

$$H(\omega) = \frac{1}{G(\omega)},$$

atunci produsul

$$F(\omega) = G(\omega)\, H(\omega) \tag{2.94}$$

va da un spectru uniform, de valoare unitară pentru toate frecvențele, iar

$$\hat{S}(\omega) = S(\omega).$$

Întrucît este de dorit să se restaureze, pe cît posibil, mai multe componente de înaltă frecvență, trebuie aleasă o funcție $F(\omega)$, pozitivă și nezero pe o zonă cît mai largă posibilă. Examinarea acestor funcții în domeniul real face mai ușor de înțeles acțiunea restricțiilor impuse. Acest criteriu, mai mult euristic, lasă o oarecare libertate de alegere a funcției care să corespundă condiției impuse. Un număr de funcții care satisfac acest criteriu au fost studiate de Blackmann și Tuckey (1958) și pot fi utilizate pentru alegerea funcției $F(\omega)$.

Odată aleasă $F(\omega)$, poate fi determinată funcția de transfer inversă :

$$H(\omega) = \frac{F(\omega)}{G(\omega)}, \tag{2.95}$$

care poate fi transformată în domeniul real, obținîndu-se funcția de convoluție inversă $h(x)$ sau *răspunsul în impuls al filtrului invers*, adică o funcție care, prin convoluția cu semnalul de ieșire $v(x)$, dă o aproximare $\hat{s}(x)$ a semnalului de la intrare $s(x)$:

$$h(x) = \mathcal{F}^{-1}[H(\omega)] \tag{2.96}$$

și

$$\hat{s}(x) = \int_{x-\frac{L}{2}}^{x+\frac{L}{2}} h(x-z)\, v(z)\, dz, \tag{2.97}$$

unde L reprezintă lungimea operatorului de convoluție inversă ($L/2$ fiind întîrzierea filtrului).

Limitele de integrare ale ecuației (2.97) impun ca $h(x)$ să fie $=0$ sau în mod neglijabil mic, pentru $|x|>L/2$. De asemenea aria netă cuprinsă de curba $h(x)$ trebuie să fie pozitivă. Dacă $g(x)$ este o funcție pară, $h(x)$ va fi de asemenea o funcție pară, iar funcția de convoluție inversă, $h(x)$ și imaginea ei H (ω) vor constitui o pereche Fourier de „ferestre".

Se amintește că relația (2.90) nu poate fi evaluată exact nici în domeniul real, nici în domeniul frecvență și că ecuația (2.97) dă o aproximare în domeniul frecvență. Dacă în ecuația (2.97) se înlocuiește $v(z)$ cu expresia din (2.84), se obține

$$\hat{s}(x) = \int_{x-\frac{L}{2}}^{x+\frac{L}{2}} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g(y-z) s(z)\, dz \right] \cdot h(x-y)\, dy. \tag{2.98}$$

Schimbînd ordinea de integrare și luînd $\lambda = y-z$, se obține

$$\hat{s}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(z) \left[\int_{-\frac{L}{2}+(x-z)}^{\frac{L}{2}+(x-z)} g(\lambda)\, h(x-z-\lambda) d\lambda \right] dz. \tag{2.99}$$

Termenul din parantezele dreptunghiulare trebuie să posede într-un grad cît mai mare posibil proprietățile unei funcții delta (Dirac) sau de răspuns în impuls de $(x-z)$. În acest caz se poate scrie

$$\hat{s}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(z) f(x-z)\, dz, \tag{2.100}$$

unde

$$f(x) = \int_{x-\frac{L}{2}}^{x+\frac{L}{2}} g(\lambda)\, h(x-\lambda)\, d\lambda, \tag{2.101}$$

f(x) fiind transformata inversă a funcției de netezire F(ω).

Din relațiile prezentate se poate deduce procedeul de obținere a estimatului semnalului : după ce s-a sintetizat funcția $h(x)$ pentru un anumit dispozitiv de măsură, ea poate fi memorată pe o bandă magnetică sau pe un pachet de cartele perforate. Datele înregistrate în formă numerică

(digitală), reprezentînd răspunsul dispozitivului, sînt introduse în calculator, unde sînt prelucrate prin simpla convoluție cu $h(x)$. Acest procedeu nu reprezintă un proces în timp real, fiind necesară o întîrziere cu cel puțin jumătate din lungimea operatorului de convoluție inversă. Datele $v(x)$ sînt vizualizate ca fiind trecute printr-un filtru de fază neminimă, pentru care răspunsul la impuls unitar este specificat de ambele părți ale originii, pînă cînd devine neglijabil de mic.

Exemplu de aplicare a filtrului de convoluție inversă. Se consideră un sistem linear cu o funcție de răspuns la impuls unitar :

$$g(x) = \frac{1}{1 + x^2}, \tag{2.102}$$

care aproximează o serie întreagă de sisteme fizice. Funcția $g(x)$ este o funcție pară $g(x) = g(-x)$, deci transformata Fourier are forma de cosinus

$$G(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\cos \omega x}{1 + x^2} \, dx = e^{-|\omega|}. \tag{2.103}$$

În exemplul dat s-a ales o funcție de netezire de forma (*hanning*)

$$F(\omega) = 0{,}5 + 0{,}5 \cos(\bar{\omega}\omega), \quad \text{pentru } \omega \leqslant \omega_1,$$
$$F(\omega) = 0, \quad \text{pentru } \omega > \omega_1, \tag{2.104}$$

unde $\bar{\omega} = \frac{\pi}{\omega_1}$, ω_1 fiind frecvența de tăiere.

Transformata inversă a funcției $F(\omega)$ este

$$f(x) = \frac{1}{2} q_0(x) + \frac{1}{4}\left[q_0\left(x + \frac{1}{2\omega_1}\right) + q_0\left(x - \frac{1}{2\omega_1}\right)\right], \tag{2.105}$$

unde

$$q_0 = 2\omega_1 \frac{\sin \omega_1 x}{\omega_1 x}. \tag{2.106}$$

Această funcție asigură obținerea unei bune restaurări, cu un răspuns relativ ascuțit cu depășiri destul de mici, care se sting repede. Perechea de transformate găsite satisfac condițiile impuse.

Aplicînd relația (2.95), poate fi determinată funcția de transfer inversă :

$$H(\omega) = \frac{0{,}5 + 0{,}5 \cos(\bar{\omega}\omega)}{e^{-|\omega|}}, \quad \text{pentru } \omega \leqslant \omega_1. \tag{2.107}$$

Operatorul de convoluție inversă va fi

$$h(x) = \mathcal{F}^{-1}[H(\omega)] = \int_0^{\infty} \frac{0{,}5 + 0{,}5 \cos(\overline{\omega}\omega)}{e^{-|\omega|}} \cos \omega x \, d\omega =$$

$$= \int_0^{\omega_1} \frac{0{,}5 + 0{,}5 \cos(\overline{\omega}\omega)}{e^{-|\omega|}} \cos \omega x \, d\omega. \qquad (2.108)$$

Integrala (2.108) poate fi rezolvată fie analitic, fie prin metode numerice, aplicabile la calculator (formula lui Newton-Cotes).

În figura 2.17*a* sînt prezentate caracteristicile optime ale spectrelor funcțiilor de convoluție, respectiv ale funcțiilor de transfer $G(\omega)$, $F(\omega)$, $H(\omega)$ și $1/G(\omega)$. Pentru un spectru de intrare uniform, spectrul de ieșire este reprezentat de exponențiala descrescătoare $G(\omega)$, ceea ce arată atenuarea rapidă a frecvențelor înalte. $H(\omega)$, care este produsul lui $F(\omega)$ și $1/G(\omega)$, reprezintă o funcție cu comportare bună. Figurile 2.17*b* și 2.17*c* prezintă variația lui $H(\omega)$ în funcție de valoarea lui ω_1, care reprezintă frecvența de tăiere a filtrului invers cu funcția de transfer $H(\omega)$, conform ecuației (2.107). Din aceste figuri se poate vedea că, pe măsură ce ω_1, respectiv banda filtrului, crește, crește și aria cuprinsă de curbele de dependență, ceea ce oferă un indiciu asupra îmbunătățirii restaurării componentelor de înaltă frecvență. În figurile 2.17*d* și 2.17*e* sînt prezentate răspunsurile la impuls unitar corespunzătoare ale filtrelor inverse, cu diferite frecvențe de tăiere ω_1. Cu cît ω_1 este mai mare, respectiv lățimea de bandă a filtrului este mai mare, lungimea impulsului răspuns la impulsul unitar este mai mică. Cu creșterea benzii de trecere cresc și variațiile semnalului de la ieșire în domeniul real, devenind mai rapide, deci restaurarea mai bună. Aceasta implică utilizarea unui pas de eșantionare Δ mai mic la operația de eșantionare a semnalului (vezi cap. 3), cît și în integrarea numerică a ecuației (2.108).

Prin convoluția operatorului de convoluție inversă $h(x)$ cu funcția de răspuns la impulsul unitar $g(x)$ se obține un impuls ascuțit (fig. 2.18), care oferă o indicație asupra gradului de îmbunătățire a rezoluției semnalului restaurat, care crește odată cu creșterea lui ω_1.

În figura 2.19 *a—c* se prezintă răspunsul unui dispozitiv de investigație $v(x)$ la aplicarea unui semnal de intrare $s(x)$ caracteristic investigațiilor geofizice de sondă. Se observă că colțurile ascuțite ale semnalului de intrare sînt netezite pînă dincolo de posibilitatea de recunoaștere a acestuia în forma semnalului de răspuns la ieșire. Nu apare nici o indicație asupra variațiilor abrupte ale lui $s(x)$. Curbele $\hat{s}(x)$ reprezintă semnalele restaurate; se poate vedea că rezoluția crește cu atît mai mult, cu cît este mai mare conținutul de frecvențe restaurate (ω_1=mai mare), ajungînd ca, în cazul figurii 2.19*c*, rezoluția semnalului restaurat să fie foarte bună.

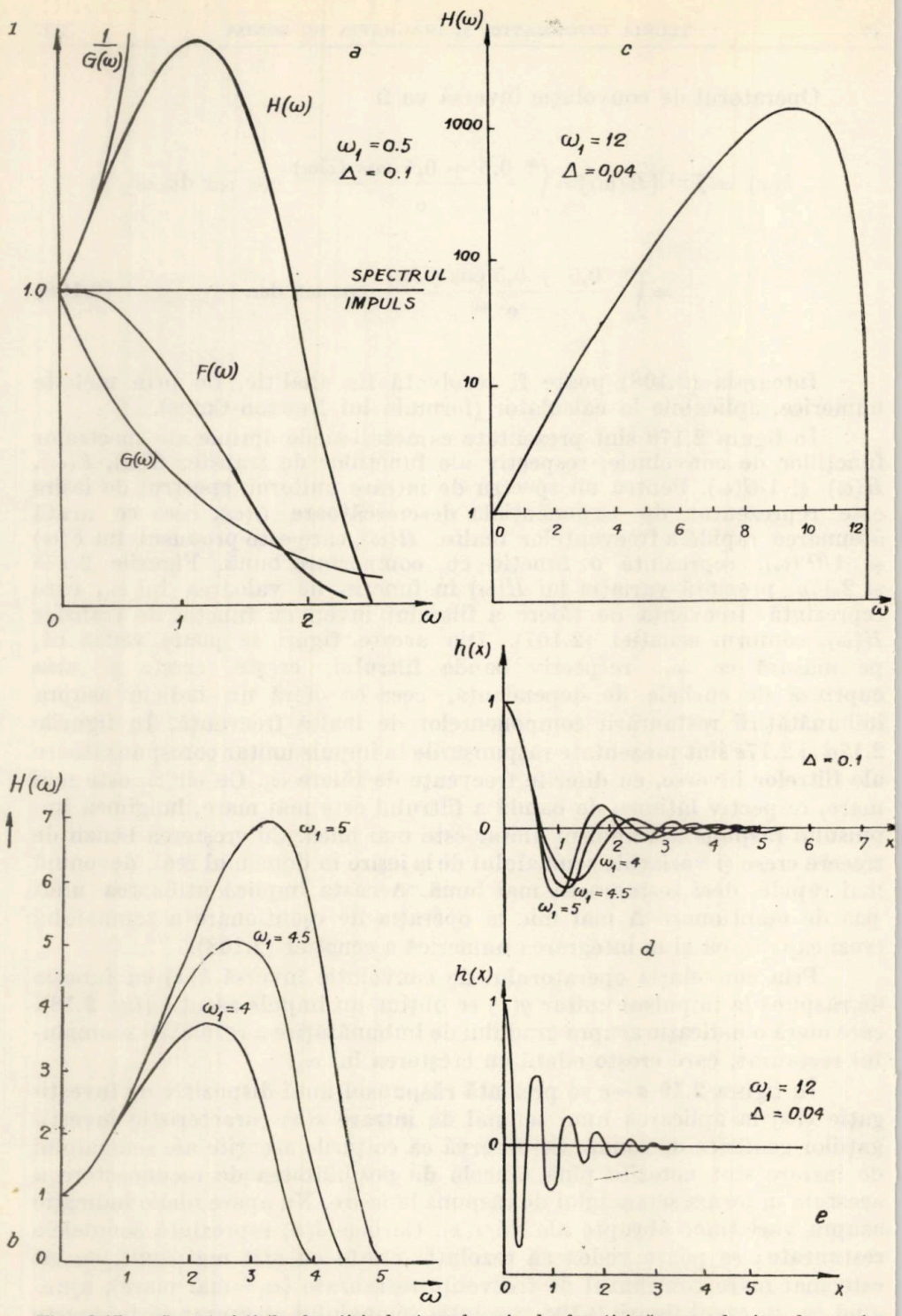


Fig. 2.17. — Caracteristicile funcției de transfer și ale funcției-răspuns la impuls pentru filtrele de convoluție inversă: *a* — caracteristicile de frecvență ale funcțiilor de transfer; *b* — caracteristicile de frecvență ale funcției de transfer inverse pentru diferite frecvențe de tăiere; *c* — caracteristica de frecvență a funcției de transfer inverse; *d* — răspuns la impuls; *e* — răspuns la impuls.

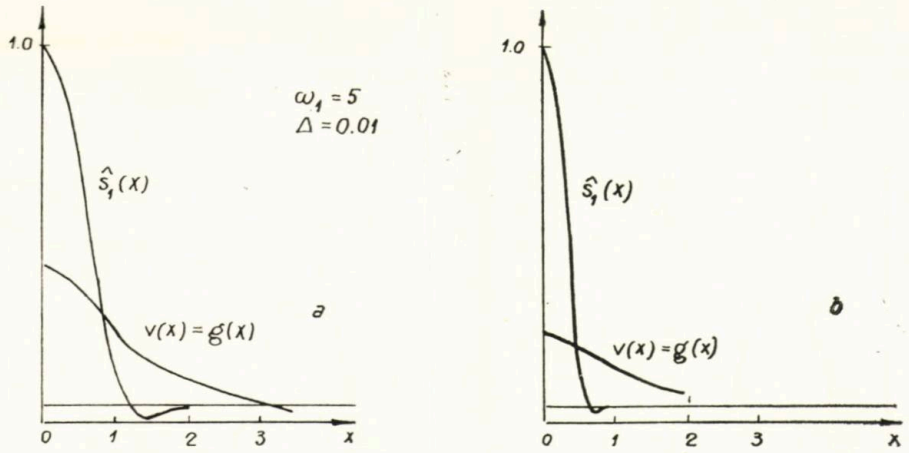


Fig. 2.18. — Îmbunătăţirea răspunsului la impuls.

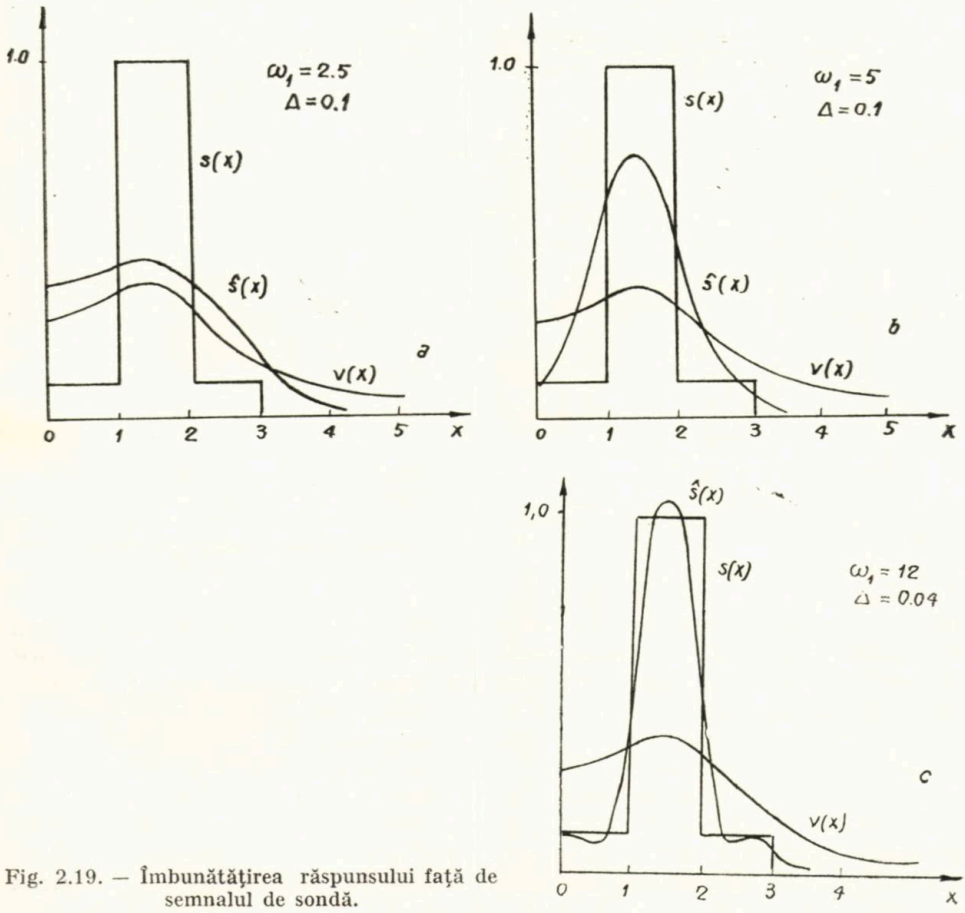


Fig. 2.19. — Îmbunătăţirea răspunsului faţă de semnalul de sondă.

În figura 2.20 *a—c* se prezintă răspunsul unui dispozitiv de investigaţie $v(x)$ afectat la un nivel destul de mare de o perturbaţie aditivă de tip zgomot gaussian (§1.4). Se poate vedea (fig. 2.20 *a*) că, în prezenţa unui nivel de zgomot, prin aplicarea unei corecţii inverse cu conţinut de frecvenţe nu prea mare se poate obţine o creştere vizibilă a rezoluţiei

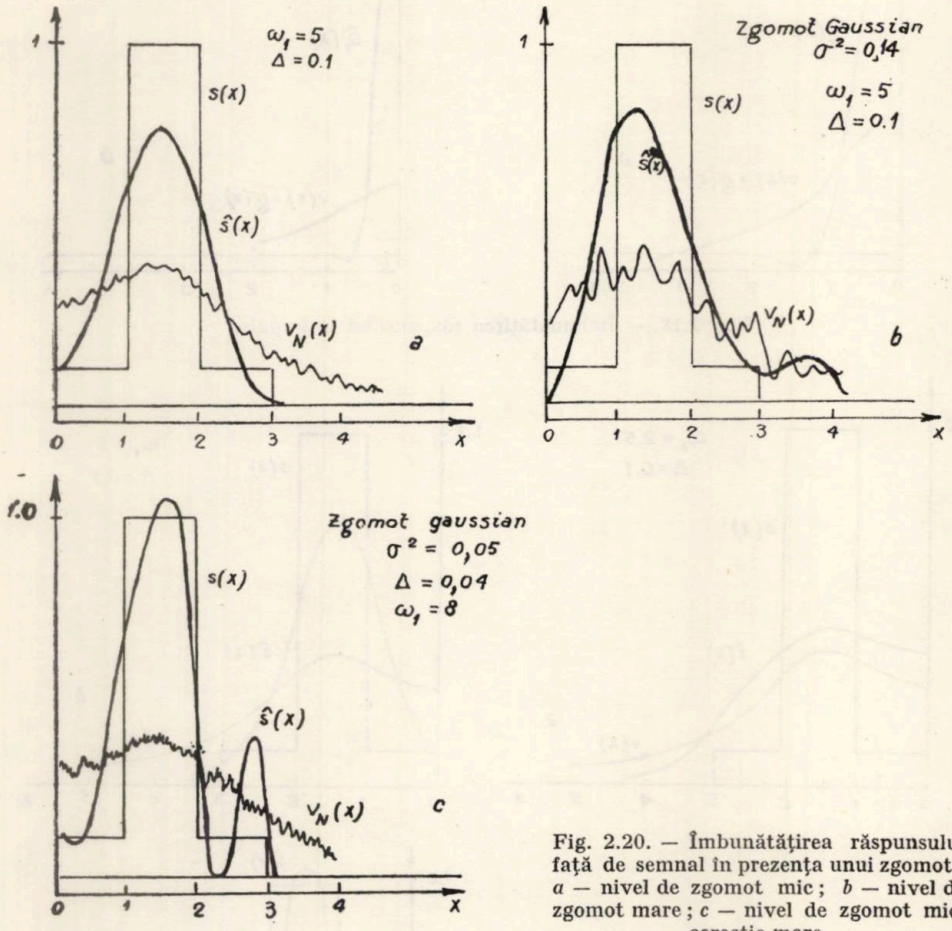


Fig. 2.20. — Îmbunătăţirea răspunsului faţă de semnal în prezenţa unui zgomot : *a* — nivel de zgomot mic ; *b* — nivel de zgomot mare ; *c* — nivel de zgomot mic, corecţie mare.

semnalului. La introducerea în sistem a unui zgomot, de exemplu de tipul celui gaussian, care este caracteristic, după cum se ştie, investigaţiilor radiometrice, se introduce o incertitudine care distruge o parte din informaţia originală, chiar după restaurarea semnalului iniţial. Dacă zgomotul ar avea spectru cu valoare maximă în apropiere de valoarea maximă a lui $H(\omega)$, nu s-ar obţine rezultate de îmbunătăţire vizibilă.

O corecţie moderată (ω_1 nu prea mare) poate fi aplicată cu succes unui semnal în prezenţa unui nivel de zgomot relativ mare (fig. 2.20 *b*), procesul de corecţie inversă netezind pur şi simplu datele afectate de fluctuaţii. Prezenţa zgomotului limitează, totuşi, mărimea corecţiei (valoarea

lui ω_1) care poate fi aplicată semnalului. La aplicarea unei corecții mari în prezența zgomotului, semnalul restaurat este deformat mult față de cel inițial (fig. 2.20*c*).

În exemplele date s-a considerat că dispozitivele de investigație au funcții de transfer fără zerouri finite (adică fără zerouri în afară de punctul $\omega = \infty$), întrucît o astfel de funcție poate produce dificultăți în evaluarea ecuației (2.95). În acest caz este preferabil să se aleagă o funcție de netezire

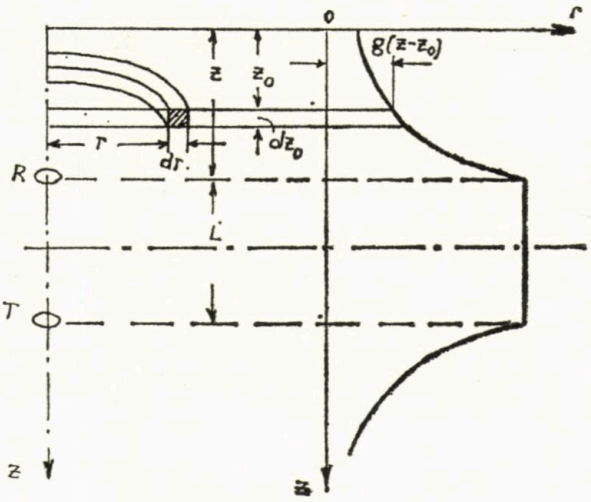


Fig. 2.21. — Dispozitiv de carotaj inductiv (cu două bobine), acționînd ca filtru de convoluție.

$F(\omega)$ care să ajungă la zero înainte de primul zero al funcției de transfer $G(\omega)$. Acest lucru limitează mărimea corecției posibil de aplicat, dar, chiar la corecții moderate, poate fi obținută o creștere destul de bună a rezoluției semnalului.

2.8. APLICAREA FILTRELOR DE CONVOLUȚIE INVERSĂ LA PRELUCRAREA PRELIMINARĂ A ÎNREGISTRĂRILOR DE INDUCȚIE (CAROTAJ INDUCTIV) (George, Smith și Bostick, 1964)

2.8.1. Dispozitivul de inducție ca filtru linear

Un dispozitiv de investigație pentru rezistivitate, de genul celui de carotaj inductiv, indică numai o rezistivitate aparentă a formației, care reprezintă efectul ponderat al volumului mediului cuprins în limitele adîncimii sale de investigație. Cu ajutorul metodelor de filtraj, aplicabile mai ales cu calculatoare analogice și numerice, există posibilitatea teoretică de a prelucra datele inițiale ale investigațiilor în scopul determinării cu precizie cît mai mare a rezistivității reale din valorile aparente oferite de dispozitivele de rezistivitate.

Pentru un dispozitiv de carotaj inductiv cu două bobine, una transmițătoare T și a doua receptoare R (Doll, 1949; Dahnov, 1959), răspunsul dispozitivului este dat (fig. 2.21) de o relație de forma

$$v(z) = k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{0}^{\infty} g(z - z_0, r)\, \sigma(z_0, r)\, \mathrm{d}z_0\, dr, \qquad (2.109)$$

unde

k este constanta de dispozitiv, care depinde de caracteristicile constructive și funcționale ale dispozitivului,

z — distanța verticală între planul de referință și centrul dispozitivului, luat la 1/2 din distanța L (între T și R), numită lungimea dispozitivului,

z_0 — distanța verticală între planul de referință și un strat elementar de grosime infinit mică dz_0,

r — distanța radială de la axul dispozitivului pînă la un element de mediu infinit mic cu dimensiuni $dz_0.dr$,

$\sigma(z_0,r)$ — conductibilitatea unui inel din mediu cu secțiunea transversală $dz_0.\ dr$, dispus la distanțele z_0, respectiv r,

$g(z-z_0,r)$ — factorul geometric al dispozitivului, reprezentînd ponderea asupra răspunsului $v(z)$ dat de elementul de mediu considerat.

Luînd componenta verticală a factorului geometric, respectiv „factorul geometric vertical", pentru $r=$const, și normalizînd constanta de dispozitiv, se poate scrie

$$v(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(z_0)\, g(z - z_0) \cdot dz_0, \tag{2.110}$$

unde $g(z') = g(z-z_0)$ reprezintă factorul geometric vertical (z' fiind coordonata verticală în raport cu centrul dispozitivului), avînd valoarea:

$$\begin{aligned} g(z') &= L/2 \quad , \text{ pentru } -L/2 < z' < L/2, \\ &= L/8z'^2, \text{ pentru } z' < -L/2\,;\ z' > L/2. \end{aligned} \tag{2.111}$$

Ecuația (2.110) poate fi recunoscută ca fiind de forma unei integrale de convoluție a unui filtru linear staționar. Transformata Fourier va fi

$$V(\omega) = S(\omega)\, G(\omega), \tag{2.112}$$

unde frecvența ω este reciproca distanței.

Se poate observa din (2.111) că, pe măsură ce lungimea dispozitivului se reduce, factorul geometric este mai „ascuțit" și rezoluția verticală crește. Acest lucru produce extinderea lărgimii de bandă a funcției de transfer $G(\omega)$ ca rezultat al relației inverse timp/frecvență a unui filtru linear (Spătaru, 1965, p. 225). În același timp însă se reduce și adîncimea de investigație a dispozitivului, deci creșterea rezoluției pe verticală este însoțită de descreșterea ariei de investigație.

Funcția de transfer $G(\omega)$ poate fi obținută prin aplicarea transformatei Fourier în ecuația (2.111):

$$G(\omega) = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin\omega}{\omega} + \cos\omega - \frac{\omega\,\pi}{2} + \omega\, Si\,(\omega)\right]. \qquad (2.113)$$

2.8.2. Filtrarea de egalizare a răspunsului dispozitivelor de inducție cu lungimi de dispozitiv diferite

Se consideră două dispozitive de carotaj inductiv cu lungimi de dispozitiv diferite $L_1 < L_2$; se consideră răspunsul acestor dispozitive în dreptul unei succesiuni de strate uniforme (fig. 2.22*a*) de diferite conductivități sau în dreptul unei succesiuni de strate conținînd și zonă de invazie (fig. 2.22*b*).

Conductivitatea aparentă măsurată de dispozitivul cu lungimea L_1 (mai mică), notată cu σ_{A1}, va prezenta un răspuns mai bun la strate subțiri ca rezultat al unei lărgimi de bandă mai mare a funcției de transfer $G_1(\omega)$ decît conductivitatea aparentă σ_{A2}, măsurată de dispozitivul cu lungime L_2 (mai mare), căruia îi corespunde un conținut mai mic de frecvențe în factorul de transfer $G_2(\omega)$; prin urmare, ca răspuns la un strat subțire, de obicei $\sigma_{A1} \neq \sigma_{A2}$.

Se poate obține o filtrare a semnalului σ_{A1} printr-un filtru care să egalizeze răspunsul de frecvență al înregistrării 1 (corespunzătoare dispozitivului L_1) cu răspunsul de frecvență al înregistrării 2 (corespunzătoare dispozitivului L_2) prin convoluția

$$\hat{\sigma}_{A1}(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{A1}(z_0)\, h_1(z - z_0)\, dz_0, \qquad (2.114)$$

unde $h_1(z)$ reprezintă funcția de răspuns la impulsul unitar a filtrului care realizează egalizarea răspunsului celor două înregistrări.

O aproximare a filtrului $h_1(z)$ poate fi obținută cu funcția de transfer de forma

$$H_1(\omega) = \frac{G_2(\omega)}{G_1(\omega)}, \quad \text{pentru } \omega \leqslant \omega_1,$$

$$H_1(\omega) = 0, \quad \text{pentru } \omega > \omega_1, \qquad (2.115)$$

unde ω_1 este valoarea frecvenței pentru care $G(\omega)$ ajunge prima dată la zero.

În figura 2.22*c* sînt prezentate caracteristicile funcțiilor de transfer $G_1(\omega)$, $G_2(\omega)$ și $H_1(\omega)$ pentru un caz tipic în care $L_2 = 1$ și $L_1 = 1/2$ (unități de lungime normalizate).

Răspunsul filtrat al înregistrării 1, $\hat{\sigma}_{A1}$, va egaliza răspunsul σ_{A2} al înregistrării 2 pentru strate uniforme neinvadate. Totuși, pentru strate

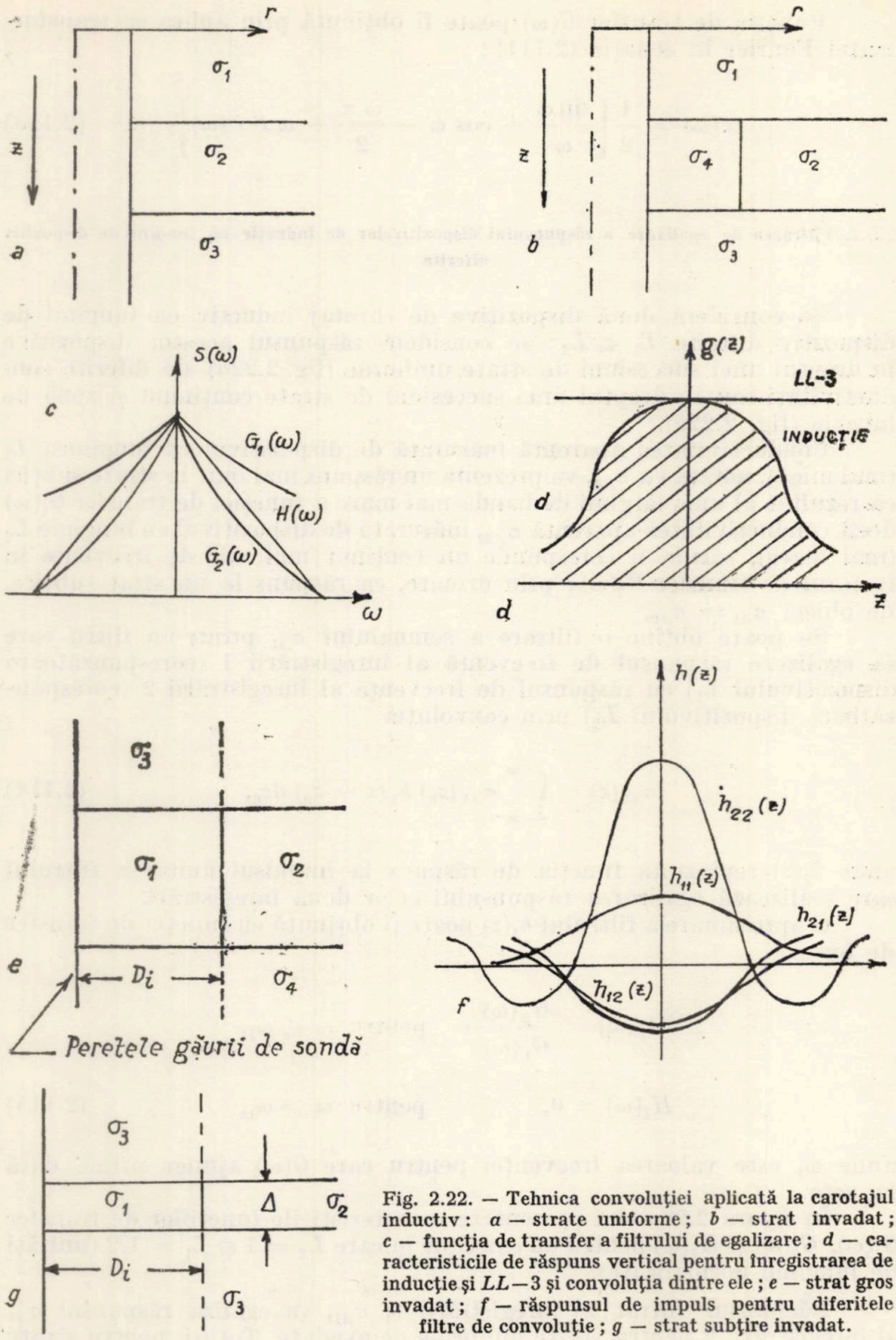


Fig. 2.22. — Tehnica convoluției aplicată la carotajul inductiv: *a* — strate uniforme; *b* — strat invadat; *c* — funcția de transfer a filtrului de egalizare; *d* — caracteristicile de răspuns vertical pentru înregistrarea de inducție și *LL*—3 și convoluția dintre ele; *e* — strat gros invadat; *f* — răspunsul de impuls pentru diferitele filtre de convoluție; *g* — strat subțire invadat.

invadate, $\hat{\sigma}_{A1}$ va fi de obicei diferit de σ_{A2}. O diferență apreciabilă între $\hat{\sigma}_{A1}$ și σ_{A2} indică faptul că conductivitățile formațiunilor care înconjură gaura de sondă nu sînt uniforme radial.

Se poate filtra și răspunsul unui dispozitiv focalizat cu trei electrozi cilindrici (laterolog-3 sau guard) în scopul obținerii aceluiași răspuns ca al înregistrării cu dispozitivul de inducție L_2, luînd funcția de pondere $h_1(z) = g_2(z)$ (factorul geometric al lui L_2) în ipoteza că răspunsul vertical al dispozitivului focalizat $LL-3$ este infinit față de cel al dispozitivului de inducție (Dahnov, 1959). Rezultatul filtrării este prezentat în figura 2.22*d*, în care caracteristica de frecvență a înregistrării $LL-3$ filtrate este identică cu cea a dispozitivului de inducție.

2.8.3. Filtrarea prin convoluție inversă

Prin aplicarea unui filtru de convoluție inversă poate fi obținută o aproximare $\hat{\sigma}(z)$ a conductivității $\sigma(z_0)$ a unui strat uniform radial în funcție de răspunsul $v(z)$ al dispozitivului, dat în ecuația (2.110):

$$\hat{\sigma}(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(z_0)\, v(z - z_0)\, \mathrm{d}z_0, \tag{2.116}$$

în care $h(z)$ reprezintă funcția de răspuns la impuls a filtrului invers considerat.

Această filtrare poate fi aplicată îmbunătățirii rezoluției verticale a unei înregistrări de inducție pentru strate conținînd zone invadate, prin utilizarea unui sistem de două dispozitive de inducție cu lungimi diferite, $L_1 < L_2$, bobinele fiind localizate simetric în jurul unui punct de referință pentru a elimina necesitatea de a deplasa înregistrările una față de cealaltă.

Dacă se consideră un mediu cu variații radiale de conductivitate, conductivitățile aparente date de cele două dispozitive sînt obținute din ecuația (2.109):

— pentru dispozitivul L_1,

$$\sigma_{A1}(z) = \iint \sigma(r,\ z_0)\, g_1(r,\ z - z_0)\, \mathrm{d}z_0\, \mathrm{d}r; \tag{2.117}$$

— pentru dispozitivul L_2,

$$\sigma_{A2}(z) = \iint \sigma(r,\ z_0)\, g_2(r,\ z - z_0)\, \mathrm{d}z_0\, \mathrm{d}r. \tag{2.118}$$

Integrările în expresiile de mai sus sînt efectuate pe întreg spațiul.

În cazul unui mediu cu două zone cilindrice, una invadată și una necontaminată (fig. 2.22*e*), în interiorul cărora conductivitatea va fi considerată numai funcție de z, estimatele conductivităților celor două zone,

$\hat{\sigma}_1(z)$ şi $\hat{\sigma}_2(z)$ pot fi obţinute din conductivităţile aparente măsurate cu cele două dispozitive σ_{A1} şi σ_{A2}.

Relaţiile (2.117) şi (2.118) devin pentru acest caz :

$$\sigma_{A1}(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(z_0)\, g_{11}(z - z_0)\, dz_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(z_0)\, g_{12}(z - z_0)\, dz_0,$$

$$\sigma_{A2}(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(z_0)\, g_{21}(z - z_0)\, dz_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(z_0)\, g_{22}(z - z_0)\, dz_0, \qquad (2.119)$$

unde $g_{ik}(z - z_0)$ reprezintă factorul geometric parţial al înregistrării i în zona k :

$$g_{11}(z - z_0) = \int_0^{D_i} g_1(r,\ z - z_0)\, dr,$$

$$g_{12}(z - z_0) = \int_{D_i}^{\infty} g_1(r,\ z - z_0)\, dr,$$

$$g_{21}(z - z_0) = \int_0^{D_i} g_2(r,\ z - z_0)\, dr, \qquad (2.120)$$

$$g_{22}(z - z_0) = \int_{D_i}^{\infty} g_2(r,\ z - z_0)\, dr,$$

unde D_i este adîncimea zonei de invazie.

Ecuaţiile (2.119) sînt reduse la ecuaţiile algebrice ale transformatelor Fourier :

$$S_{A1}(\omega) = G_{11}(\omega)\, S_1(\omega) + G_{12}(\omega)\, S_2(\omega),$$

$$S_{A2}(\omega) = G_{21}(\omega)\, S_1(\omega) + G_{22}(\omega)\, S_2(\omega). \qquad (2.121)$$

Filtrul de convoluţie inversă asigură o soluţie aproximativă de forma

$$\hat{S}_1(\omega) = H_{11}(\omega)\, S_{A1}(\omega) + H_{12}(\omega)\, S_{A2}(\omega),$$

$$\hat{S}_2(\omega) = H_{21}(\omega)\, S_{A1}(\omega) + H_{22}(\omega)\, S_{A2}(\omega), \qquad (2.122)$$

unde mărimile $\hat{S}$ aproximează valorile S. Substituind ecuația (2.121) în (2.122), se obține

$$\begin{aligned} \hat{S}_1(\omega) &= F_{11}(\omega)\, S_1(\omega) + F_{12}(\omega)\, S_2(\omega), \\ \hat{S}_2(\omega) &= F_{21}(\omega)\, S_1(\omega) + F_{22}(\omega)\, S_2(\omega), \end{aligned} \tag{2.123}$$

unde

$$F_{ik}(\omega) = H_{ik}(\omega)\, G_{ik}(\omega); \qquad i,\ k = 1,\ 2. \tag{2.124}$$

Pentru a anula contribuțiile lui S_2 asupra lui $\hat{S}_1$ și S_1 asupra lui $\hat{S}_2$, se anulează funcțiile $F(\omega)$ reciproce:

$$F_{12}(\omega) = F_{21}(\omega) = 0. \tag{2.125}$$

Rezolvînd ecuația (2.124), se vor obține funcțiile de transfer ale filtrelor inverse utilizate:

$$\begin{aligned} H_{11}(\omega) &= \frac{G_{22}(\omega)}{\Delta G(\omega)} F_{11}(\omega), \\ H_{12}(\omega) &= -\frac{G_{12}(\omega)}{\Delta G(\omega)} F_{11}(\omega), \\ H_{22}(\omega) &= \frac{G_{11}(\omega)}{\Delta G(\omega)} F_{22}(\omega), \\ H_{21}(\omega) &= -\frac{G_{21}(\omega)}{\Delta G(\omega)} F_{22}(\omega), \end{aligned} \tag{2.126}$$

unde

$$\Delta G(\omega) = G_{11}(\omega)\, G_{22}(\omega) - G_{12}(\omega)\, G_{21}(\omega). \tag{2.127}$$

Criteriul de îmbunătățire optimă a răspunsului cu minimum de supraelongație sugerează selecția pentru $F_{11}(\omega) = F_{22}(\omega)$ a funcției definite în ecuația (2.104), după care se pot determina funcțiile de transfer $H_{ik}(\omega)$. Din acestea, prin transformata Fourier inversă, se determină funcțiile de răspuns la impuls $h_{ik}(z)$ ale filtrelor inverse (fig. 2.22*f*), care, prin convoluție cu răspunsurile de conductivitate aparentă date de cele două dispozitive, dau estimatele valorilor de conductivitate ale celor două zone:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_1(z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{A1}(z_0)\, h_{11}(z - z_0)\, \mathrm{d}z_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{A2}(z_0)\, h_{12}(z - z_0)\, \mathrm{d}z_0, \\ \hat{\sigma}_2(z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{A1}(z_1)\, h_{21}(z - z_0)\, \mathrm{d}z_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{A2}(z_0)\, h_{22}(z - z_0)\, \mathrm{d}z_0. \end{aligned} \tag{2.128}$$

2.8.4. Soluția pentru adîncimea de invazie a problemei îmbunătățirii multiple a înregistrărilor de inducție

Aplicarea ecuațiilor (2.128) pentru îmbunătățirea răspunsului dispozitivelor de inducție implică cunoașterea adîncimii zonei de invazie D_i, care intervine în limitele de integrare în ecuația (2.120). Pentru aceasta poate fi utilizată o soluție iterativă, utilizînd două înregistrări de inducție cu lungimi de dispozitiv diferite și o înregistrare de dispozitiv focalizat (laterolog-3), care investighează un strat compus din două zone (fig. 2.22*e*). Dacă lățimea stratului este suficient de mare astfel că contribuțiile asupra răspunsului dispozitivelor date de stratele adiacente sînt mici, atunci valorile σ_1 și σ_2 sînt constante de-a lungul domeniului lui z pentru care factorii geometrici parțiali $g_{ik}(z)$ au o valoare neglijabilă. Integrările pot fi efectuate luînd

$$\begin{aligned} \sigma_{A1} &= \sigma_1 g_{11}(D_i) + \sigma_2 g_{12}(D_i), \\ \sigma_{A2} &= \sigma_1 g_{21}(D_i) + \sigma_2 g_{22}(D_i), \end{aligned} \tag{2.129}$$

unde $g_{ik}(D)$ este un factor geometric integrat parțial:

$$\begin{aligned} g_{i1}(D_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{D_i} g_i(r, z)\, \mathrm{d}r\, \mathrm{d}z, \\ g_{i2}(D_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{D_i}^{\infty} g_i(r, z)\, \mathrm{d}r\, \mathrm{d}z, \end{aligned} \tag{2.130}$$

iar

$$\begin{aligned} g_{11}(D_i) + g_{12}(D_i) &= 1, \\ g_{21}(D_i) + g_{22}(D_i) &= 1. \end{aligned} \tag{2.131}$$

Procesul iterativ se începe prin alegerea unei valori D_i din care se calculează factorii geometrici integrați (2.130) și (2.131) și se rezolvă ecuațiile (2.129) pentru σ_1 și σ_2:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\sigma_{A1} g_{22}(D_i) - \sigma_{A2} g_{12}(D_i)}{g_{11}(D_i) g_{22}(D_i) - g_{21}(D_i) g_{12}(D_i)}, \\ \sigma_2 &= \frac{\sigma_{A2} g_{11}(D_i) - \sigma_{A1} g_{21}(D_i)}{g_{11}(D_i) g_{22}(D_i) - g_{21}(D_i) g_{12}(D_i)}. \end{aligned} \tag{2.132}$$

Din valorile calculate de conductivitate și cu adîncimea de invazie D_i considerată, poate fi calculat răspunsul dispozitivului focalizat,

care se compară cu răspunsul real. Dacă cele două valori nu sînt egale, valoarea D_i aleasă este variată cu o cantitate ΔD_i și procesul repetat pînă cînd diferența dintre răspunsul calculat și răspunsul real al dispozitivului focalizat este mai mică decît o cantitate ε predeterminată.

Procesul descris dă rezultate precise numai pentru strate invadate groase. Factorii geometrici parțiali $g_{ik}(z)$ nu au de fapt valori neglijabile pe un domeniu de-a lungul lui z egal cu cîteva lungimi de dispozitiv.

Se poate însă calcula contribuția geometrică a unui strat de grosime cunoscută asupra răspunsului total prin cunoașterea factorului geometric, utilizată pentru extinderea soluției iterative pentru D_i în cazul stratelor subțiri, folosind valorile pentru centrul stratului (fig. 2.22*g*). Dacă se notează k_{ik} contribuția procentuală asupra factorului geometric parțial $g_{ik}(D_i)$ a unui strat cu grosime Δ, atunci contribuția lui σ_1 asupra răspunsului poate fi scrisă $\sigma_1 g_{11}(D_i)k_{11}$, în timp ce contribuția stratului adiacent σ_3 asupra răspunsului total va fi $(1 - k_{11})\, g_{11}(D_i)\, \sigma_3$.

Ecuația (2.129) devine în acest caz

$$\begin{aligned}\sigma_{A1} = {} & \sigma_1 g_{11}(D_i)\, k_{11} + (1 - k_{11})\, \sigma_3 g_{11}(D_i) + \sigma_2 g_{12}(D_i)\, k_{12} + \\ & + (1 - k_{12})\, \sigma_3 g_{12}(D_i), \qquad (2.133)\\ \sigma_{A2} = {} & \sigma_1 g_{21}(D_i)\, k_{21} + (1 - k_{21})\, \sigma_3 g_{21}(D_i) + \sigma_2 g_{22}(D_i)\, k_{22} + \\ & + (1 - k_{22})\, \sigma_3 g_{22}(D_i),\end{aligned}$$

unde

$$k_{ij} = \frac{\int_{-\frac{\Delta}{2}}^{+\frac{\Delta}{2}} g_{ij}(z)\, \mathrm{d}z}{\int_{-\infty}^{+\infty} g_{ij}(z)\, \mathrm{d}z}. \qquad (2.134)$$

Ecuațiile de mai sus pot fi rezolvate cu același proces iterativ descris mai înainte.

În cazurile straturilor subțiri la care conductivitatea stratelor adiacente sau grosimea straturilor de interes nu sînt cunoscute, ecuațiile (2.129) pot fi utilizate în soluție iterativă cu înregistrarea dispozitivului focalizat pentru a obține valoarea aproximativă a lui D_i.

2.8.5. Exemplu de aplicare a tehnicii de convoluție inversă pentru îmbunătățirea răspunsului înregistrărilor de inducție

În figura 2.23 este dat un exemplu de aplicare a tehnicii de convoluție inversă la prelucrarea unor înregistrări combinate de inducție și focalizate (sînt utilizate reciprocele curbelor de conductivitate, $\rho = 1/\sigma$).

Dispozitive utilizate sînt:

— dispozitiv de inducție cu investigație mare, $L_2 = 1$ (curba ρ_{A2});
— dispozitiv de inducție cu investigație mică, $L_1 = 0{,}5$ (curba ρ_{A1});
— dispozitiv focalizat cu investigație mică, $L = 0{,}5$ (curba ρ_{LL}).

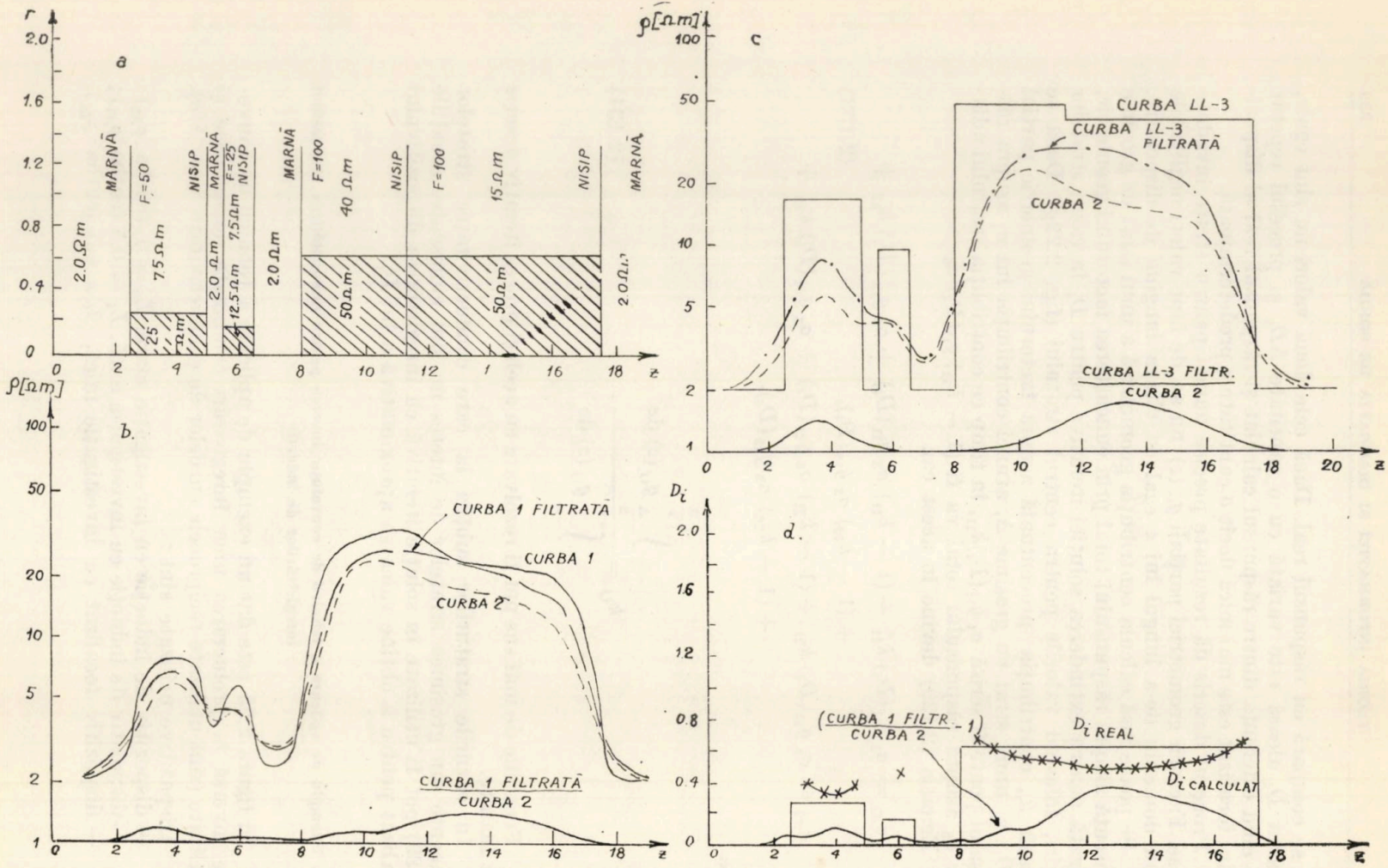
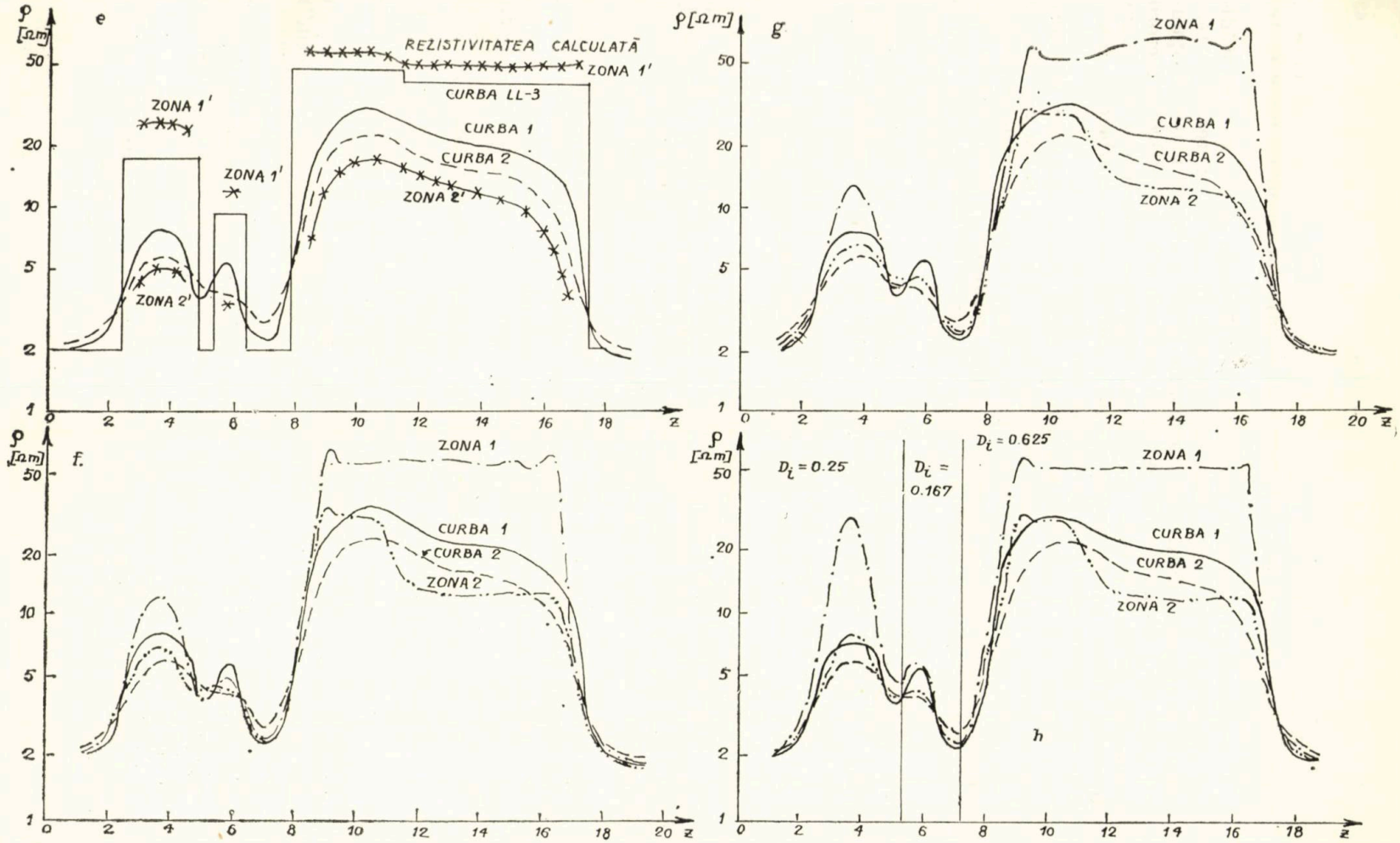


Fig. 2.23. — Îmbunătățirea multiplă a curbelor de carotaj de inducție : *a* — succesiunea de strate înregistrate ; *b* — filtrarea de egalizare a răspunsului pentru curbele de inducție ; *c* — filtrarea de egalizare a răspunsului pentru curba focalizată ; *d* — soluția pentru adîncimea de invazie ;



e — soluţii iterative pentru rezistivităţile zonelor; *f* — rezistivităţile zonelor pentru $D_i = 0{,}625$; *g* — rezistivităţile zonelor pentru $D_i = 0{,}5$; *h* — rezistivităţile zonelor pentru valorile reale D_i.

Toate distanţele, atît cele radiale, cît şi cele verticale, sînt date în multipli sau submultipli ai lungimii dispozitivului cu investigaţie mare, luată ca unitate.

Figura 2.23 *a* prezintă succesiunea de formaţii pentru care se studiază răspunsul sistemului. Sînt date pentru fiecare strat rezistivitatea, adîncimea şi rezistivitatea zonei de invazie şi factorul de formaţie. Răspunsul celor două dispozitive de inducţie poate fi calculat utilizînd factorii geometrici parţiali pentru două zone cilindrice, concentrice cu gaura de sondă. Primul pas în analiza efectuată este explorarea curbelor şi determinarea zonelor stratelor de interes (cu invazie).

Figura 2.23 *b* prezintă curbele de rezistivitate aparentă obţinute pentru fiecare dispozitiv de inducţie ($\rho_A = 1/\sigma_A$) şi curba ρ_{A1} filtrată astfel încît să aibă acelaşi răspuns de frecvenţă cu ρ_{A2}. Stratele cu invazie (poros-permeabile) sînt identificate prin separaţia dintre curbele ρ_{A2} şi ρ_{A1} filtrată. Este prezentată şi curba raportului curbelor ρ_{A1} filtrată/ρ_{A2}, care are valoare unitară în dreptul zonelor neinvadate şi mai mare ca unitate în zonele cu invazie.

Figura 2.23 *c* prezintă curba ρ_{A2}, curba ρ_{LL} (ideală) dată de dispozitivul focalizat, curba ρ_{LL} filtrată şi raportul dintre curbele ρ_{LL} filtrată/ρ_{A2}.

Figura 2.23 *d* prezintă valorile D_i reale şi calculate din soluţia iterativă şi valoarea expresiei (curba ρ_{A1} filtrată/$\rho_{A2} - 1$). În regiunile dintre stratele invadate, unde nu sînt date valori pentru D_i calculat, soluţia iterativă nu este convergentă.

Figura 2.23 *e* prezintă cele trei răspunsuri ale dispozitivelor şi soluţiile iterative pentru zona interioară nr. 1 şi zona exterioară nr. 2. Formaţiile interesante au fost de acum localizate, adîncimea de invazie a fost determinată şi s-au obţinut valorile aproximative pentru rezistivitate.

În continuare se pot utiliza filtrele de convoluţie inversă pentru a reprezenta curbele estimatelor rezistivităţilor celor două zone concentrice de-a lungul profilului studiat, utilizînd valorile D_i determinate.

Figura 2.23 *f* prezintă rezultatele convoluţiei inverse, presupunînd $D_i = 0{,}625$, respectiv valorile pentru cele două straturi groase din figura 2.30 *a*.

Figura 2.23 *g* prezintă aceleaşi rezultate, considerînd $D_i = 0{,}5$.

Figura 2.23 *h* prezintă rezultatele convoluţiei inverse, calculate pe baza valorii corecte a lui D_i pentru fiecare strat.

Pe baza teoriei convoluţiei prezentate în acest paragraf au fost realizate dispozitive de investigaţie combinate, denumite: dispozitiv dual-inducţie laterolog-8 (Schlumberger Document, 1969) sau dispozitiv dual-inducţie-focalizat (Watt, 1969; „Dresser Atlas Technical Bulletin"), care utilizează cele trei tipuri de dispozitive amintite, obţinînd înregistrarea simultană a celor trei parametri. De asemenea aparatura de suprafaţă este prevăzută cu un dispozitiv de convoluţie inversă în vederea executării operaţiilor de filtraj, de fapt tot un calculator analogic sau chiar numeric cu funcţiune specializată.

Dealtfel întregul proces de prelucrare descris nu este posibil de realizat fără utilizarea calculatoarelor moderne, lucru valabil pentru toate aplicaţiile metodelor teoriei informaţiei în geofizica de sondă.

EȘANTIONAREA SEMNALULUI GEOFIZIC DE SONDĂ

3.1. TEORIA EȘANTIONĂRII

Informația geofizică de sondă este prezentată, în general, sub forma unui semnal de formă continuă ca funcție de timp sau de distanță (adîncime). În vederea prelucrării numerice a semnalului în ceea ce privește

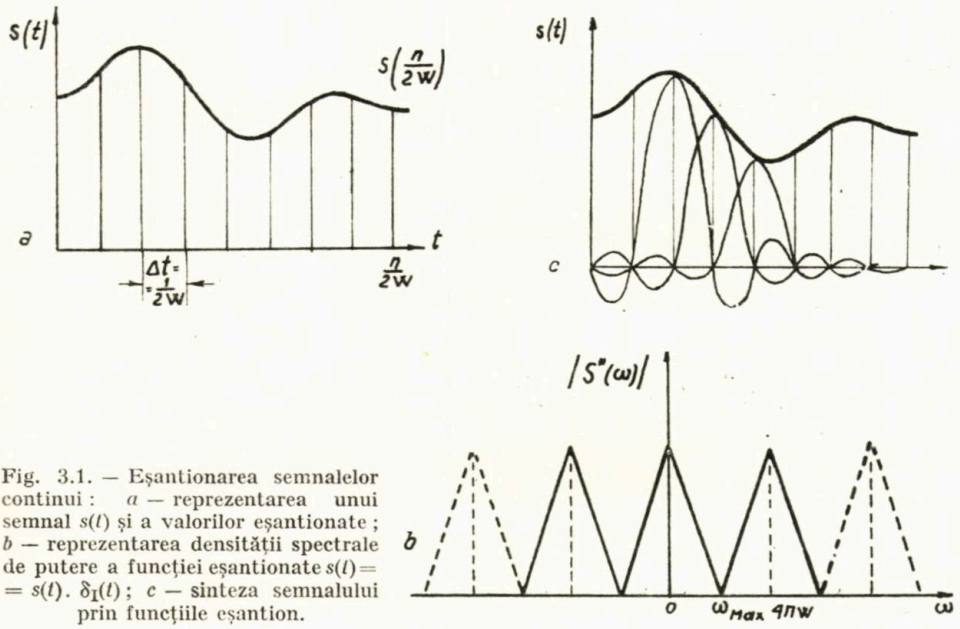


Fig. 3.1. — Eșantionarea semnalelor continui : *a* — reprezentarea unui semnal $s(t)$ și a valorilor eșantionate ; *b* — reprezentarea densității spectrale de putere a funcției eșantionate $s(t) = s(t) \cdot \delta_{\mathrm{I}}(t)$; *c* — sinteza semnalului prin funcțiile eșantion.

atît prelucrarea preliminară a curbelor înregistrate (filtrări etc.), cît și interpretarea propriu-zisă, este necesară transformarea semnalului din forma continuă, analogă, într-o formă discretă, numerică. Această operație se numește *eșantionare* și constă în exprimarea unei funcții continue în timp printr-un șir de valori numerice ale acesteia, luate la intervale regulate Δt, numite pas de eșantionare (fig. 3.1*a*) (Babskow, 1969).

Teorema eșantionării (Spătaru, 1966 ; Pikles, 1971) afirmă că, în anumite condiții, un semnal continuu în timp poate fi reprezentat prin eșantionare în funcție de ordonatele lui luate la momente discrete de timp Δt, semnalul $s(t)$ fiind determinat în mod unic dacă se cunosc ordonatele $s(n/2W)$, în care W este cea mai înaltă frecvență din spectrul semnalului, iar n un număr întreg care ia toate valorile între $-\infty$ și $+\infty$ (W fiind frecvența Nyquist).

Înseamnă că pasul sau perioada de eșantionare Δt trebuie să fie de două ori mai mic decît perioada componentei de frecvență cea mai

mare din spectrul semnalului:

$$\Delta t = \frac{1}{f_{es}} = \frac{1}{2W}, \tag{3.1}$$

în care f_{es} este frecvența de eșantionare.

Se consideră teorema convoluției definită de relațiile (2.4) și (2.5) și expresia funcției delta periodică definită prin relația

$$\delta_T(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - n\,T_0), \tag{3.2}$$

unde T_0 este perioada.

Dezvoltarea în serie Fourier a funcției delta periodică poate fi scrisă

$$\delta_T(t) = \frac{1}{T_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{jn\omega_0 t}, \tag{3.2'}$$

întrucît valoarea absolută a spectrului funcției delta este = 1 (2.12).

Dacă se notează $T_0 = \frac{1}{2W}$, ecuația (3.2) devine

$$\delta_T(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta\left(t - \frac{n}{2W}\right) = 2W \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{j4\pi W n t}. \tag{3.3}$$

Se definește *eșantionare* înmulțirea funcției delta periodică cu semnalul considerat $s(t)$.

$$s^*(t) = s(t) \cdot \delta_T(t), \tag{3.4}$$

iar *funcție-eșantion* expresia

$$s_0(t) = \frac{\sin 2\pi Wt}{2\pi Wt}. \tag{3.5}$$

Prin utilizarea expresiei (2.4) a integralei de convoluție între funcțiile $s^*(t)$ și $s_0(t)$ și a proprietății de filtraj a funcției delta, exprimată prin expresia

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\,\delta(t - \tau)\,dt = \frac{1}{2}[f(\tau - 0) + f(\tau + 0)], \tag{3.6}$$

se obține pentru integrala de convoluție expresia

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s\left(\frac{n}{2W}\right) \frac{\sin 2\pi W\left(t - \frac{n}{2W}\right)}{2\pi W\left(t - \frac{n}{2W}\right)}, \tag{3.7}$$

integrala dispărînd datorită proprietății de filtraj a funcției delta exprimate prin (3.6).

Densitatea spectrală a funcției-eșantion se poate calcula prin aplicarea transformatei Fourier expresiei (3.4) și se obține

$$S^*(\omega) = 2W \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S(\omega - 4\pi Wn), \tag{3.8}$$

ceea ce arată că $S^*(\omega)$ este o însumare a densităților spectrale ale semnalului $s(t)$ decalate cu multiplii de $2W$ pe axa frecvențelor (fig. 3.1*b*).

Pentru funcția-eșantion $s_0(t)$, care are forma funcției „sinus cardinal", densitatea spectrală are forma (Spătaru, 1965, tabela 3.3, p. 111)

$$S_0(\omega) = \frac{1}{2W}, \text{ pentru } -2\pi W \leqslant \omega \leqslant +2\pi W$$

și

$$S_0(\omega) = 0, \text{ pentru } 2\pi W < |\omega|. \tag{3.9}$$

Ținînd seama de expresia (2.5) a integralei de convoluție, se poate scrie

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-2\pi W}^{+2\pi W} e^{j\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S(\omega - 4\pi nW)\, d\omega. \tag{3.10}$$

În interiorul intervalului $[-2\pi W \leqslant \omega \leqslant 2\pi W]$, corespunzător lui $n = 0$, expresia sumei din relația (3.10) devine $S(\omega)$ și se obține că

$$f(t) = s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-2\pi W}^{+2\pi W} S(\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega, \tag{3.11}$$

adică chiar transformata Fourier inversă a semnalului $s(t)$, astfel că, ținînd seama de ecuația (3.7), se poate scrie dezvoltarea semnalului în funcție de funcția-eșantion:

$$s(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s\left(\frac{n}{2W}\right) \frac{\sin 2\pi W\left(t - \frac{n}{2W}\right)}{2\pi W\left(t - \frac{n}{2W}\right)} =$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s(n\Delta t) \frac{\sin 2\pi W(t - n\Delta t)}{2\pi W(t - n\Delta t)}. \tag{3.12}$$

Această relație, cunoscută sub numele de *teorema eșantionării* sau *formula de interpolare în domeniul timp*, dă pentru un semnal $s(t)$, limitat

pe axa frecvenţelor la valoarea W, o reprezentare valabilă pe întreaga axă a timpului, semnalul $s(t)$ fiind perfect determinat de cunoaşterea valorilor sale în punctele de eşantionare distanţate cu $\Delta t = 1/2\ W$ pe axa timpului.

Funcţia-eşantion este folosită la sinteza semnalului iniţial (fig. 3.1*c*). În fiecare punct de eşantionare, la formarea semnalului nu contribuie decît o singură funcţie-eşantion. În schimb, în intervalul dintre eşantioane

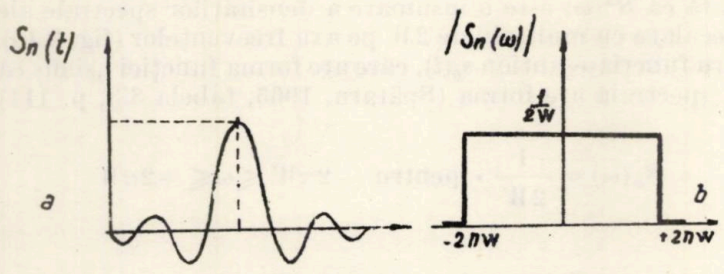


Fig. 3.2. — Reprezentarea funcţiei-eşantion : *a* — reprezentarea în domeniul timp ; *b* — transformata Fourier.

la formarea semnalului contribuie toate funcţiile-eşantion, întrucît ele sînt nule în toate punctele de eşantionare cu excepţia punctului în care au valoarea maximă.

Funcţia-eşantion are expresia generală (fig. 3.2 *a*)

$$s_n(t) = \frac{\sin 2\pi W\left(t - \dfrac{n}{2W}\right)}{2\pi W\left(t - \dfrac{n}{2W}\right)} = \frac{\sin 2\pi W(t - n\Delta t)}{2\pi W(t - n\Delta t)}. \qquad (3.13)$$

Densitatea spectrală corespunzătoare este (fig. 3.2 *b*)

$$S_n(\omega) = \frac{1}{2W} e^{-j\omega n/2W} = \frac{1}{2W} e^{-j\omega n\,\Delta t}, \qquad \text{pentru } |\omega| < 2\pi W,$$

$$S_n(\omega) = 0, \qquad \text{pentru } |\omega| > 2\pi W. \qquad (3.14)$$

Pentru toate punctele de eşantionare,

$$t = \frac{m}{2W} = m\,\Delta t, \quad \text{unde } m = \text{număr întreg},$$

funcţia-eşantion se anulează :

$$s_n\left(\frac{m}{2W}\right) = 0,$$

cu excepția punctului $t = \frac{n}{2W}$ adică $m = n$, în care funcția are valoarea maximă.

$$s_n\left(\frac{n}{2W}\right) = 1.$$

Funcțiile-eșantion reprezintă un sistem ortogonal, adică

$$\int_{-\infty}^{+\infty} s_n(t) s_m(t)\,\mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi}\int_{-2\pi W}^{+2\pi W}\left(\frac{1}{2W}\right)^2 \mathrm{e}^{j\frac{\omega}{2W}(n-m)}\,\mathrm{d}\omega = 0, \text{ pentru } n \neq m, \tag{3.15}$$

$$= \frac{1}{2W}, \text{ pentru } n = m.$$

Transformata Fourier a expresiei semnalului $s(t)$ eșantionat este

$$s(\omega) = \mathcal{F}[s(t)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s\left(\frac{n}{2W}\right)\frac{1}{2W}\mathrm{e}^{-j\frac{n}{2W}\omega}. \tag{3.16}$$

Energia semnalului în funcție de valorile lui în punctele de eșantionare este:

$$E = \frac{1}{2W}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} s^2\left(\frac{n}{2W}\right). \tag{3.17}$$

Pentru un semnal de durată limitată T, însumarea se face în intervalul $n = 1 \ldots 2WT$.

3.2. FENOMENUL DE *ALIASING* ÎN EȘANTIONAREA SEMNALULUI GEOFIZIC (PICKLES, 1971; LINDSETH, 1966)

S-a văzut că, conform teoremei eșantionării, frecvența de eșantionare trebuie să fie de două ori mai mare decît frecvența maximă din spectrul semnalului. Deci, la un pas de eșantionare Δt dat, frecvența cea mai înaltă care poate fi recuperată din semnal este frecvența egală cu 1/2 din frecvența $f_{eș}$, adică

$$f_{max} = W = \frac{1}{2} f_{eș} = \frac{1}{2\Delta t}. \tag{3.18}$$

În cazul în care semnalul conține în spectru frecvențe mai mari decît cea maximă recuperabilă, apare așa-numitul fenomen de *aliasing*; *alias* (mat.) = rezultate ale experimentelor care nu prezintă interes pentru ipoteza verificată (*Dicționar tehnic englez-român*, Edit. tehnică, 1967).

Pentru explicarea fenomenului de *aliasing* se ia un semnal periodic cu două componente spectrale $f_1 = 50$ Hz și $f_2 = 200$ Hz (fig. 3.3*a*), care este eșantionat cu un pas $\Delta t = 4$ ms (frecvența de eșantionare $f_N = 250$ Hz). Deci frecvența maximă care poate fi recuperată este $W = 1/2\, f_N = 125$ Hz.

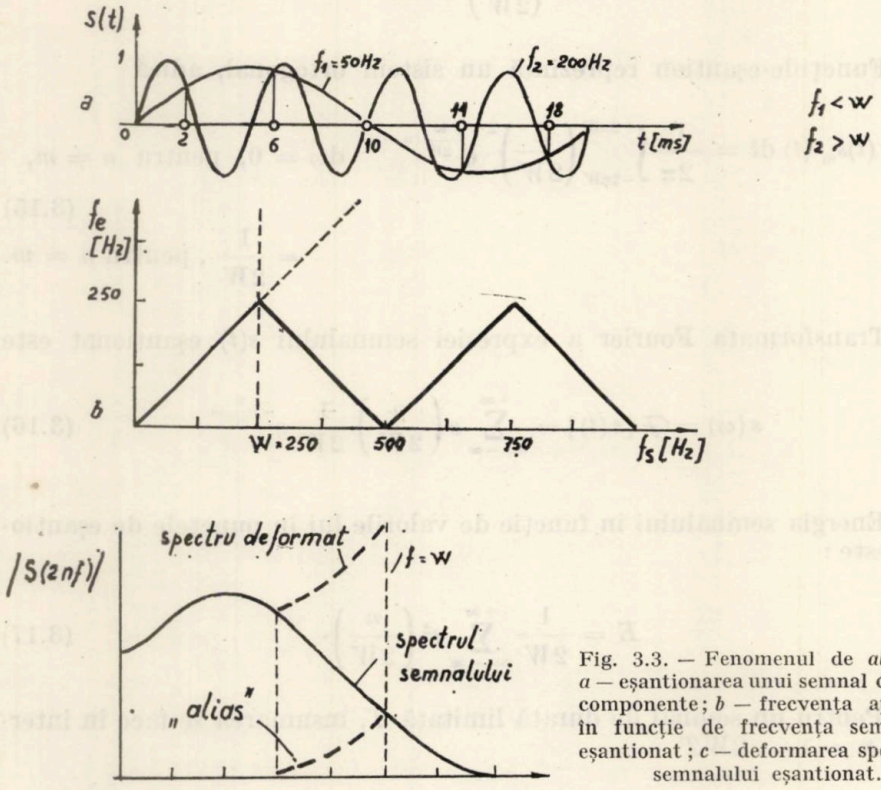


Fig. 3.3. — Fenomenul de *aliasing*: *a* — eșantionarea unui semnal cu două componente; *b* — frecvența aparentă în funcție de frecvența semnalului eșantionat; *c* — deformarea spectrului semnalului eșantionat.

Considerînd amplitudinea celor două componente egală cu unitatea și începînd eșantionarea semnalului de la timpul $t = 2$ ms, se obține următoarea tabelă a valorilor în punctele de eșantionare ale celor două componente:

Timp [ms]	*Amplitudine*	
	$f_1 = 50$ Hz	$f_2 = 200$ Hz
2	0,59	0,59
6	0,95	0,95
10	0,00	0,00
14	0,95	0,95

Se vede că pentru ambele componente, atît pentru $f_1 = 50$ Hz $< W$ cît și pentru $f_2 = 200$ Hz $> W$, se obține aceeași reprezentare a semnalului, în funcție de valorile din punctele de eșantionare. Se spune că această

imagine dublă este frecvența *alias*, care, în cazul de față, s-a văzut că este de 125 Hz.

Pentru un pas de eșantionare de 2 ms, frecvența *alias* este $W = \frac{1}{2} =$ = 250 Hz, deci semnalul cu cele două componente din exemplu este bine descris cu acest pas de eșantionare.

Se poate da o reprezentare grafică a dependenței dintre frecvența semnalului supus eșantionării (f_s) și frecvența aparentă a semnalului reconstituit după eșantionare (f_e) (fig. 3.3 *b*) pentru o valoare dată a frecvenței de *alias*. Astfel, în cazul $W = 250$ Hz, o frecvență $f_s = 375$ Hz apare după reconstituire cu o frecvență aparentă de 125 Hz. Același lucru se petrece și cu un semnal de 625 Hz.

Dacă se consideră spectrul unui semnal cu componente de frecvență mai mari decît frecvența *alias* (fig. 3.3*c*), aceste componente se vor adăuga celor cu frecvența mai mică decît frecvența-limită, așezîndu-se simetric față de dreapta $f = W$ și rezultînd un spectru distorsionat al semnalului reconstituit.

Adesea se utilizează un filtru trece-jos *anti-alias* care atenuează puternic frecvențele superioare frecvenței *alias*, operație care amintește cazul unei funcții reeșantionate.

Pentru informația geofizică de sondă, densitatea de eșantionare este de o deosebită importanță, fiind necesară considerarea unei eșantionări optime care să asigure o precizie suficient de mare a semnalului reconstituit, la un cost al eșantionării acceptabil, fără a utiliza o densitate de eșantionare prea mare care ar da informații redundante inutile. În figura 3.4 *a* este prezentată o înregistrare de carotaj acustic obținută cu un dispozitiv dual cu lungimea dispozitivului de 1′(0,3 m), eșantionată cu un pas de eșantionare pe adîncime $\Delta z = 1'(0{,}3$ m), o valoare utilizată frecvent în cazul înregistrărilor de sondă. Figura 3.4*b* prezintă reconstituirea curbei prin simpla unire a valorilor din punctele de eșantionare cu linii drepte. Sînt prezente majoritatea detaliilor originale, deși unele detalii de amănunt sînt pierdute. Această reconstituire reprezintă o aproximare destul de bună a curbei originale. În figura 3.4*c* este prezentată reconstituirea curbei în caz că ar fi fost eșantionată cu un pas de 2′ (0,6 m). Curba rezultantă a pierdut mult din detaliile originale. Apare, ca efect al fenomenului de *aliasing*, o oscilație rezultantă peste partea superioară a înregistrării. Deci, în cazul înregistrărilor geofizice de sondă, efectul de *aliasing* nu numai că duce la pierderea frecvențelor superioare din spectru, deci la pierderea detaliilor, dar, prin producerea unui semnal fals la o frecvență mult mai mică, se denaturează pur și simplu înregistrarea originală, obținîndu-se o înregistrare reconstituită din care succesiunea de strate investigate nu mai este recunoscută. Acest lucru este scos în evidență în figura 3.5*a* și *b*, în care înregistrarea în dreptul unei succesiuni de strate cu grosimea de 3′ (0,9 m) a fost eșantionată cu un pas de 5′ (1,5 m), înregistrarea reconstituită avînd aspectul unei succesiuni de strate de 15′ (4,5 m).

Fenomenul de *aliasing* poate fi evitat prin:

— eșantionarea înregistrării cu un pas mai mic decît grosimea celui mai subțire strat care poate fi înregistrat de către dispozitivul de investigație;

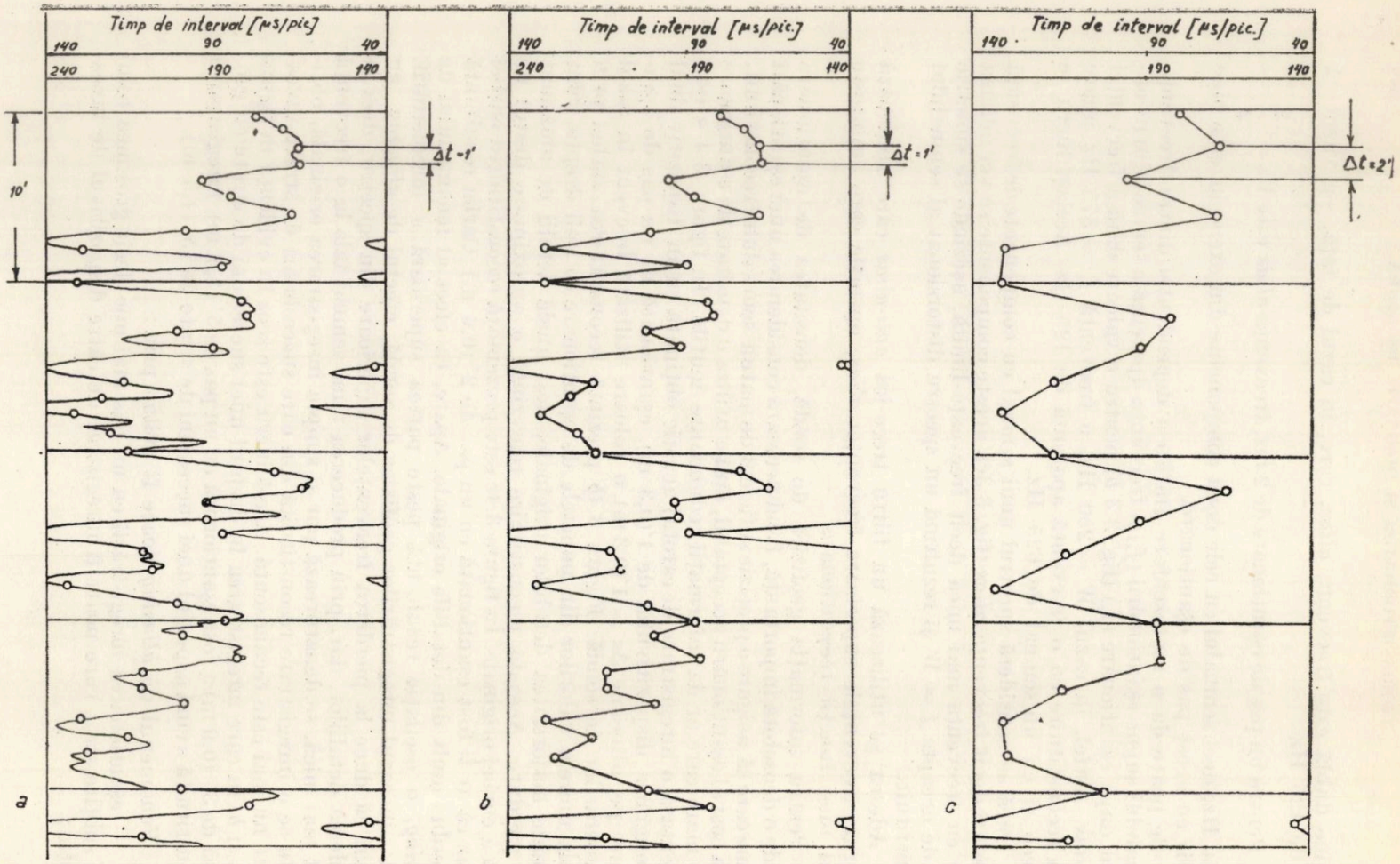


Fig. 3.4. — Fenomenul de *aliasing* la eșantionarea unei curbe de carotaj acustic : *a* — eșantionarea curbei cu pas *1'* ; *b* — reconstituirea curbei eșantionate cu pas *1'* ; *c* — reconstituirea curbei eșantionate cu pas *2'*.

— înlăturarea frecvențelor superioare frecvenței Nyquist înainte de eșantionare, prin filtrare preliminară cu ajutorul unor filtre de netezire (trece-jos) numerice sau realizate prin circuite fizice.

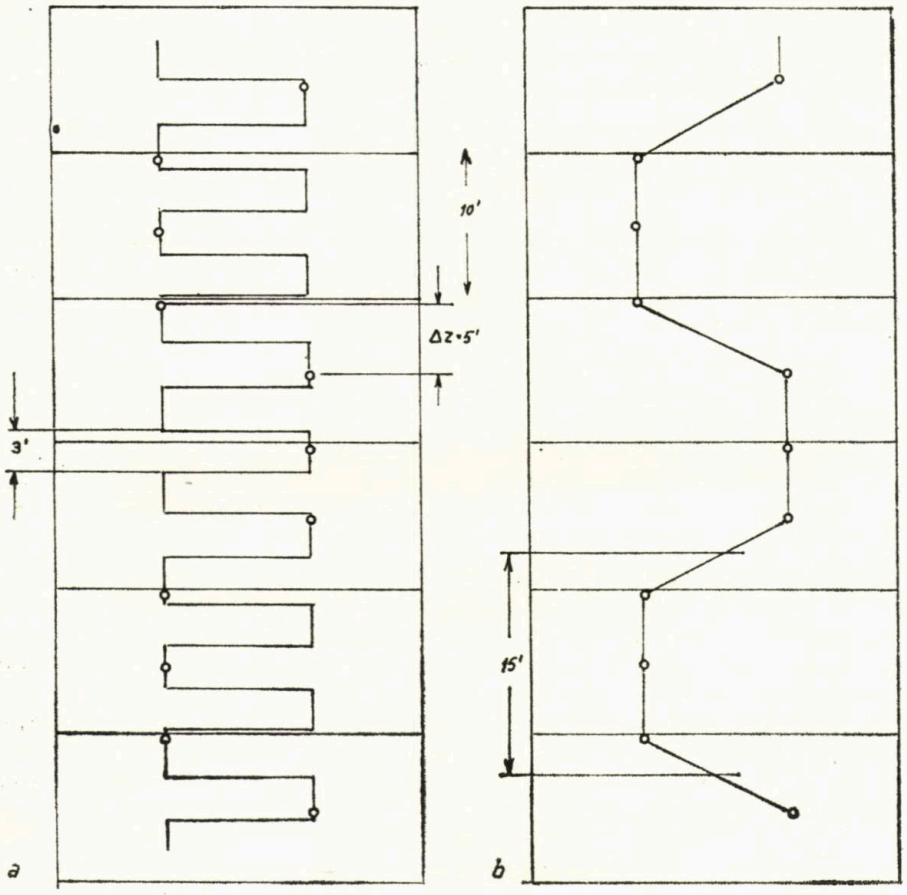


Fig. 3.5. — Efectul fenomenului de *aliasing*: *a* — înregistrarea originală; *b* — înregistrarea reconstituită;

4. SERII DE TIMP

Prelucrarea numerică a informației geofizice impune prezentarea datelor sub formă discretă, numerică, prin operația de eșantionare (vezi cap. 3), prin care datele apar sub forma unor șiruri de valori definite de către Norbert Wiener ca *serii de timp*. O descriere detaliată a teoriei seriilor de timp cu aplicații la prospecțiunile seismice este făcută de Robinson (1967), într-o lucrare de sinteză care a constituit un raport al Grupului de analiză pentru geofizică de la Institutul tehnologic din Massachussets. Deși lucrarea de față nu are legătură directă cu prospecțiunile seismice,

ci se axează pe datele de geofizică de sondă, se consideră totuşi utilă prezentarea *în rezumat* a lucrării amintite, întrucît baza teoretică a multora din metodele de prelucrare utilizate atît în prospecţiunea seismică, cît şi în alte forme ale geofizicii, inclusiv cea de sondă, sînt aceleaşi. Multe dintre considerentele legate de caracteristicile semnalelor seismice, care sînt funcţii de timp, pot fi aplicate şi semnalelor din geofizica de sondă, care nu sînt în mod expres funcţii de timp, dar pot fi asimilate, după cum s-a mai arătat cu funcţiile de timp.

4.1. TEORIA OPERATORILOR LINEARI DISCREŢI FINIŢI

Serie de timp discretă se numeşte o succesiune de observaţii echidistante x_t asociate parametrului timp discret t. Intervalul dintre două observaţii succesive se consideră egal cu unitatea de timp, astfel că seria de timp are forma

$$\ldots, x_{t-2}, x_{t-1}, x_t, x_{t+1}, x_{t+2}, \ldots \quad (t = \text{întreg}). \tag{4.1}$$

Perioada minimă observabilă este de două unităţi; frecvenţa maximă care poate fi observată este deci 1/2, respectiv pulsaţia maximă ($\omega = 2\pi f$) este π. Astfel toate frecvenţele seriei discrete vor fi cuprinse între $-1/2$ şi $+1/2$, iar frecvenţele unghiulare ω între $-\pi$ şi $+\pi$.

Seria de timp poate fi finită sau infinită în timp şi poate fi tratată dintr-un punct de vedere deterministic sau probabilistic.

Operatorul linear discret finit, invariant în timp, aplicat unei serii de timp, este un operator linear conţinînd un număr finit de coeficienţi discreţi care execută operaţii lineare asupra seriei de timp. El este caracterizat printr-un şir de coeficienţi numerici $(\ldots, a_{-1}, a_0, a_1, a_2, \ldots)$, definit ca „funcţia de răspuns la impuls" a unui sistem linear, care transformă seria de la intrare x_t într-una de la ieşire y_t printr-o *însumare mobilă* sau *convoluţie discretă*:

$$y_t = a_t \ast x_t = \ldots + a_{-1} x_{t+1} + a_0 x_t + a_1 x_{t-1} + a_2 x_{t-2} + \ldots \tag{4.2}$$

sau

$$y_t = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s x_{t-s} = \sum_{s=-\infty}^{-1} a_s x_{t-s} + \sum_{s=0}^{\infty} a_s x_{t-s}. \tag{4.3}$$

În formula de convoluţie se pot separa doi termeni: unul cu valorile viitoare..., x_{t+2}, x_{t+1} ale seriei de timp, iar altul cu valoarea prezentă şi valorile trecute ale acesteia,..., x_t, x_{t-1}, x_{t-2},... Coeficienţii primului termen $(\ldots, a_{-2}, a_{-1})$ constituie „componenta de anticipaţie" a funcţiei de răspuns la impuls, iar coeficienţii celui de-al doilea termen $(a_0, a_1, a_2, \ldots)$ „componenta de memorie".

Dacă t este un timp „istoric" sau nominal (toate punctele fiind în realitate evenimente trecute), pot fi utilizaţi operatori cu ambele componente. Dacă t este timp real, nu poate fi utilizată componenta de anticipaţie

decît dacă se admite o întîrziere dintre evenimentul de la intrare și cel de la ieșire, și anume numai porțiunea corespunzătoare acestei întîrzieri.

În general, operatorii cu componenta de memorie se numesc „realizabili" (cînd lucrează în timp real), iar cei cu componente de anticipație „nerealizabili".

4.1.1. Operatori de predicție

Operatorul de extrapolare sau de predicție (Kolmogorov) este definit ca

$$\hat{x}_{t+\alpha} = k_0 x_t + k_1 x_{t-1} + \ldots + k_M x_{t-M} = \sum_{s=0}^{M} k_s x_{t-s}, \tag{4.4}$$

unde $\alpha \geqslant 0$ este distanța de predicție.

Coeficienții operatorului, $k_0, k_1, \ldots, k_M$, sînt astfel aleși, încît semnalul de la ieșire real $\hat{x}_{t+\alpha}$ aproximează (estimează) semnalul dorit $x_{t+\alpha}$ după un anumit criteriu.

Operatorul de predicție are următoarea semnificație: fiind dată mulțimea coeficienților operatorului $k_0, k_1, \ldots, k_M$ și valorile inițiale $x_0, x_1, x_2 \ldots, x_{M+\alpha-1}$ și dacă se definește

$$\hat{x}_t = x_t, \text{ pentru } t = M + \alpha,\ M + \alpha + 1,\ M + \alpha + 2, \ldots, \tag{4.5}$$

se poate genera funcția de timp x_t cu ajutorul relației (4.4).

Operatorul de predicție are proprietatea de unilateralitate, adică pentru calculul ieșirii reale $\hat{x}_{t+\alpha}$ sînt necesare doar valorile prezente și trecute ale seriei de timp $x_t, x_{t-1}, x_{t-2}, \ldots$ Ei sînt operatori fizic realizabili.

În loc de $\hat{x}_{t+\alpha}$ se poate considera la ieșire *eroarea de predicție:*

$$\xi_{t+\alpha} = x_{t+\alpha} - \hat{x}_{t+\alpha} = x_{t+} - \sum_{s=0}^{m} k_s x_{t-s}, \tag{4.6}$$

care poate fi scrisă sub forma

$$\xi_t = a_0 x_t + a_1 x_{t-1} + \ldots + a_m x_{t-m} = \sum_{s=0}^{m} a_s x_{t-s}, \tag{4.7}$$

unde $m = M + 1$ (s-a luat distanța de predicție $\alpha = 1$).

$$a_0 = 1,\ a_1 = -k_0,\ a_2 = -k_1, \ldots, a_m = -k_M. \tag{4.8}$$

4.1.2. Operatori de netezire

Operatorul de interpolare sau netezire (Kolmogorov) este definit

$$\hat{x}_t = d_{-M}\, x_{t+M} + d_{-M+1}\, x_{t+M-1} + \dots + d_{-1} x_{t+1} + d_1 x_{t-1} + d_2 x_{t-2} + \dots$$

$$+ d_M x_{t-M} = \sum_{\substack{s=-M \\ s \neq 0}}^{M} d_s\, x_{t-s} \tag{4.9}$$

(se exclude $s = 0$).

Eroarea de netezire este considerată

$$\gamma_t = x_t - \hat{x}_t = \sum_{s=-m}^{+m} c_s\, x_{t-s}. \tag{4.10}$$

Pentru calculul lui γ_t sînt necesare atît valorile prezente şi trecute, cît şi cele viitoare ale seriei de timp, deci operatorul eroare de netezire nu este nici realizabil, nici fizic realizabil. El devine realizabil dacă se aplică o întîrziere m pînă la timpul $\tau = t + m$, astfel că se va opera numai cu valori trecute faţă de timpul prezent τ:

$$\gamma_t = \sum_{s=-m}^{m} c_s\, x_{\tau-m-s} = c_{-m}\, x_\tau + c_{-m+1}\, x_{\tau-1} + \dots + c_{-1}\, x_{\tau-m-1} +$$

$$+ c_0\, x_{\tau-m} + c_1\, x_{\tau-m-1} + \dots + c_m\, x_{\tau-2m}. \tag{4.11}$$

4.1.3. Funcţia de transfer a unui sistem linear (filtru)

În cazul seriilor de timp funcţia de transfer reprezintă transformata Fourier a operatorului linear, care, în cazul formei discrete a acestuia, va avea forma unei serii Fourier.

Dacă seria x_t are forma unor eşantioane sinusoidale de frecvenţă unghiulară ω, $x_t = e^{j\omega t}$, ieşirea va avea aceeaşi formă, diferind, în general, în fază şi amplitudine.

Pentru operatorul de predicţie (4.4), funcţia de transfer are forma

$$K(\omega) = \frac{\mathfrak{F}\,[\hat{x}_{t+\alpha}]}{x_t} = \sum_{s=0}^{M} k_s\, e^{-j\omega s}, \tag{4.12}$$

în timp ce pentru operatorul eroare de predicţie (4.7) funcţia de transfer devine

$$A(\omega) = \sum_{s=0}^{m} a_s\, e^{-j\omega s}. \tag{4.13}$$

Pentru operatorul de netezire (4.9), funcția de transfer se poate scrie

$$D(\omega) = \sum_{\substack{s=-M \\ s\neq 0}}^{M} d_s \, e^{-j\omega s} \tag{4.14}$$

iar pentru operatorul eroare de netezire (4.10)

$$C(\omega) = \sum_{s=-m}^{m} c_s \, e^{-j\omega s}. \tag{4.15}$$

Pentru operatorul eroare de netezire realizabile (4.11) se aplică întîrzierea m, astfel că funcția de transfer devine

$$C'(\omega) = \sum_{s=-m}^{m} c_s \, e^{-j\omega(s+m)} = e^{-j\omega m} \, C(\omega). \tag{4.16}$$

4.1.4. Transformata Z

Transformata Z a unei succesiuni discrete $(\ldots, a_{-1}, a_0, a_1, a_2, \ldots$ este definită prin expresia

$$A(z) = \sum_{t=-\infty}^{+\infty} a_t \, z^t, \tag{4.17}$$

pentru care coeficientul a_t al termenului z^t este chiar termenul seriei de timp, corespunzător timpului t.

Se subliniază două proprietăți importante ale transformatei Z:

— convoluția în domeniul timp corespunde în domeniul transformatei Z unei înmulțiri. Dacă $X(z)$, $A(z)$ și $Y(z)$ sînt transformatele Z ale seriilor x_t, a_t și y_t, convoluția în domeniul timp,

$$y_t = a_t \divideontimes x_t,$$

devine

$$Y(z) = A(z) \, X(z);$$

— transformata Z, evaluată pe cercul de rază unitate $Z = e^{-j\omega}$ într-un sistem de coordonate polare, corespunde transformatei Fourier discrete a seriei de timp a_t:

$$A(\omega) = \sum_{t=-\infty}^{+\infty} a_t \, e^{-j\omega t},$$

care reprezintă de fapt funcţia de transfer şi care poate fi scrisă, la rîndul ei,

$$A(\omega) = |A(\omega)|\, e^{j\theta(\omega)},$$

unde $|A(\omega)|$ este spectrul de amplitudini al operatorului (cîştigul), iar $\theta(\omega)$ spectrul de faze.

Transformata Z a unui operator discret finit $(a_0, a_1, a_2, \ldots, a_m)$ poate fi descompusă în factori, funcţie de zerourile polinomului în Z $(z_1, z_2, \ldots, z_m)$:

$$A(z) = a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + \ldots + a_m z^m = a_m (z - z_1)(z - z_2) \ldots (z - z_m).$$

Unele din zerourile (rădăcinile) polinomului $A(z)$ pot fi complexe; în cazul în care coeficienţii $(a_0, a_1, \ldots, a_m)$ sînt reali, toate rădăcinile complexe apar în perechi conjugate.

Definiţii: O succesiune a_t de coeficienţi numerici definiţi pentru timpi întregi, t, reprezintă:

a) un „operator realizabil", cu condiţia ca seria să fie unilaterală în sensul că coeficienţii cu indici negativi se anulează ($a_t = 0$, pentru $t < 0$);

b) un „operator stabil", cu condiţia ca să conţină o energie finită în sensul că suma pătratelor coeficienţilor este finită ($\ldots + a_{-2}^2 + a_{-1}^2 + a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 + \ldots =$ finită);

c) un „sistem fizic realizabil", cu condiţia să fie realizabil şi stabil;

d) un „operator de minimă-întîrziere" (minimă-fază), cu condiţia să fie realizabil şi stabil şi ca toate zerourile transformatei Z să fie dispuse pe cercul unitar sau în afara acestuia ($A(z) \neq 0$ pentru $|z| < 1$); operatorul este „strict de minimă întîrziere" dacă toate zerourile sînt în afara cercului unitar ($A(z) \neq 0$ pentru $|z| \leqslant 1$).

4.1.5. Operatorul de minimă întîrziere

Se consideră un operator de tip realizabil ($a_t = 0$ pentru $t < 0$), definit de ecuaţia (4.7), şi se consideră ecuaţia lineară de diferenţe, obţinută din $\xi_t = 0$:

$$\sum_{s=0}^{m} a_s x_{t-s} = 0. \tag{4.18}$$

Ecuaţia caracteristică a acesteia este definită

$$P(\zeta) = a_0 \zeta^m + a_1 \zeta^{m-1} + \ldots + a_{m-1} \zeta + a_m = \sum_{s=0}^{m} a_s \zeta^{m-s}, \tag{4.19}$$

care reprezintă un polinom de gradul m cu un număr de m rădăcini sau zerouri ζ_i, astfel că

$$P(\zeta_i) = 0, \text{ pentru } i = 1, 2, \ldots, m. \tag{4.20}$$

Ca rezultat, $P(\zeta)$ poate fi scris sub forma

$$P(\zeta) = a_0(\zeta - \zeta_1)(\zeta - \zeta_2)\ldots(\zeta - \zeta_m). \tag{4.21}$$

Dacă coeficienții operatorului a_s sînt reali, zerourile ζ_i trebuie să fie reale sau să apară în perechi conjugate complexe, astfel că polinomul $P(\zeta)$ poate fi scris sub forma

$$P(\zeta) = a_0 \prod_{i=1}^{m}(\zeta - \zeta_i) = a_0 \prod_{i=1}^{h}(\zeta - \alpha_i)^{\gamma_i} \cdot \prod_{i=1}^{k}(\zeta - \beta_i e^{j\theta_i})^{\rho_i}(\zeta - \beta_i e^{-j\theta_i})^{\rho_i}, \tag{4.22}$$

în care α_i reprezintă rădăcinile reale distincte, repetate fiecare de γ_i ori ($i = 1, 2, \ldots, h$), iar $\beta_i e^{\pm j\theta_i}$ perechile conjugate de rădăcini complexe, de modul β_i și argument $\pm \theta_i$, repetate fiecare de cîte ρ_i ori ($i = 1, 2, \ldots, k$).

Pentru o mulțime arbitrară de valori inițiale $x_0, x_1, x_2, \ldots, x_t$ date, seria $x_t, x_{t+1}, x_{t+2}, \ldots$ poate fi generată din ecuația de diferențe (4.18) prin deducții succesive într-un proces de recurență de forma :

$$x_t = \sum_{i=1}^{h} P^{(1)}_{\gamma_i - 1}(t)\,\alpha_i^t + \sum_{i=1}^{k}\left[P^{(2)}_{\rho_i - 1}(t)\cos\theta_i t + P^{(3)}_{\rho_i - 1}(t)\sin\theta_i t\right]\beta_i^t, \tag{4.23}$$

unde $P^{(s)}_r(t)$ este un polinom de ordin r cu coeficienți arbitrari.

Condiția necesară și suficientă ca sumele

$$\sum_{t=0}^{\infty} x_t^2 \quad \text{și} \quad \sum_{t=0}^{\infty} |x_t|$$

să fie convergente pentru orice valori luate de $P^{(s)}_r(t)$ este ca valoarea absolută a rădăcinilor ecuației caracteristice (4.22) să fie mai mică decît unitatea :

$$\begin{aligned} &|\zeta_i| < 1, \; i = 1, 2, \ldots, m, \\ &|\alpha_i| < 1, \; i = 1, 2, \ldots, h, \\ &|\beta_i| < 1, \; i = 1, 2, \ldots, k. \end{aligned} \tag{4.24}$$

În acest caz, soluția x_t (pentru $t \geqslant 0$) a ecuației de diferențe (4.18) descrie o oscilație amortizată, sau, cu alte cuvinte, soluția x_t, pentru $t \geqslant 0$, este o succesiune în timp unilaterală stabilă. Deci soluția x_t pentru $t \geqslant 0$ este *stabilă* dacă și *numai* dacă zerourile ζ_i ale ecuației caracteristice asociate $P(\zeta) = 0$ sînt dispuse în limitele cercului unitar $|\zeta| = 1$, adică $|\zeta_k| < 1$. Presupunem $a_m \neq 0$, astfel că $|\zeta_k| \neq 0$, pentru $k = 1, 2, \ldots, m$. Ecuația caracteristică (4.21) poate fi scrisă (luînd $a_0 = 1$) sub forma

$$P(\zeta) = a_m \zeta^m (\zeta^{-1} - \zeta_1^{-1})(\zeta^{-1} - \zeta_2^{-1}) \ldots (\zeta^{-1} - \zeta_m^{-1}) \tag{4.25}$$

sau, dacă se ia $z = \zeta^{-1}$,

$$P(\zeta) = \sum_{s=0}^{m} a_s z^{-m+s} = z^{-m} a_m (z - z_1)(z - z_2) \ldots (z - z_m), \quad (4.26)$$

unde $z_k = \zeta_k^{-1}$.

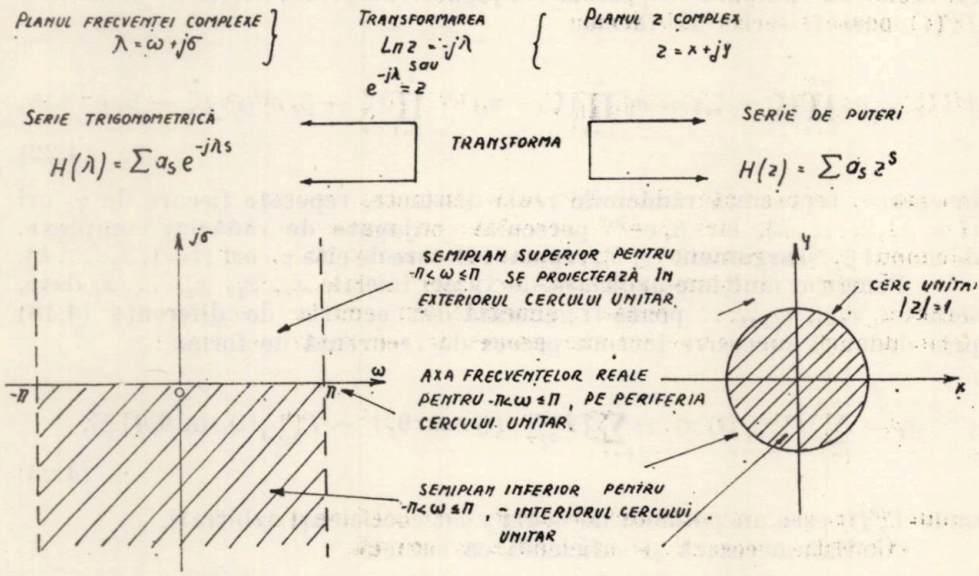

PLANUL FRECVENȚEI COMPLEXE
λ = ω + jσ
TRANSFORMAREA
Ln z = -jλ
sau
e^{-jλ} = z
PLANUL z COMPLEX
z = x + jy
SERIE TRIGONOMETRICĂ
H(λ) = Σ a_s e^{-jλs}
TRANSFORMA
SERIE DE PUTERI
H(z) = Σ a_s z^s
jσ
SEMIPLAN SUPERIOR PENTRU -π < ω ≤ π SE PROIECTEAZĂ ÎN EXTERIORUL CERCULUI UNITAR.
CERC UNITAR |z| = 1
-π
ω
π
AXA FRECVENȚELOR REALE PENTRU -π < ω ≤ π, PE PERIFERIA CERCULUI UNITAR.
SEMIPLAN INFERIOR PENTRU -π < ω ≤ π, ÎN INTERIORUL CERCULUI UNITAR

Fig. 4.1. — Transformarea seriilor trigonometrice în serii de puteri.

Astfel, funcția

$$z^m P(\zeta) = \sum_{s=0}^{m} a_s z^s = a_m (z - z_1)(z - z_2) \ldots (z - z_m) = A(z) \quad (4.27)$$

este tocmai transformata Z, dată de ecuația (4.17).

Deci condiția ca rădăcinile funcției $P(\zeta)$ să fie $|\zeta_k| < 1$ se transformă în condiția ca rădăcinile z_k ale transformatei Z, $A(z)$ să fie

$$|z_k| = |\zeta_k^{-1}| > 1, \quad (4.28)$$

ceea ce definește condiția ca operatorul realizabil $a_0, a_1, \ldots, a_m$ să fie de minimă întîrziere.

Dacă se consideră planul complex $\lambda = \omega + j\sigma$ (fig. 4.1), transformata $A(z)$ devine în urma transformării $z = e^{-j\lambda}$; funcția de transfer se poate scrie

$$A(\lambda) = \sum_{s=0}^{m} a_s e^{-j\lambda s}, \quad (4.29)$$

iar condiția de minimă întîrziere se transformă în condiția ca funcția de transfer să nu aibă zerouri sau singularități (poli) în jumătatea inferioară a planului λ (Bode și Shannon).

4.1.6. Operatorul linear invers

Inversa unui operator realizabil discret finit $(a_0, a_1, a_2, \ldots, a_m)$ este definită sub forma operatorului stabil $(\ldots, b_{-2}, b_{-1}, b_0, b_1, b_2, \ldots)$, astfel ca

$$a_t \ast b_t = \delta_t,$$

unde δ_t este funcţia delta Kronecker, definită ca

$$\delta_t = 1, \text{ pentru } t = 0,$$
$$\delta_t = 0, \text{ pentru } t \neq 0,$$

astfel că ea reprezintă o serie $(\ldots, 0, 0, 1, 0, 0, \ldots)$, valoarea 1 apărînd la momentul $t = 0$.

În termenii transformatei Z, relaţia de inversare devine

$$A(z)\, B(z) = 1,$$

de unde transformata Z a operatorului invers este

$$B(z) = \frac{1}{A(z)} = \frac{1}{a_m (z - z_1)(z - z_2) \ldots (z - z_m)},$$

unde se presupune că toate zerourile $z_1, z_2, \ldots, z_m$ sînt distincte. $B(z)$ are o dezvoltare parţială :

$$B(z) = \frac{U_1}{z - z_1} + \frac{U_2}{z - z_2} + \ldots + \frac{U_m}{z - z_m},$$

unde

$$U_i = (z - z_i)\, B(z)_{z=z_i}.$$

Pentru zerourile z_i care au valori $|z_i| < 1$, termenul $\dfrac{U_i}{z - z_i}$ poate fi dezvoltat sub forma

$$\frac{U_i}{z - z_i} = - U_i (z_i^{-1} + z_i^{-2} z + z_i^{-3} z^2 + \ldots),$$

iar pentru zerourile z_i care au valori $|z_i| > 1$ (excludem valoarea 1) :

$$\frac{U_i}{z - z_i} = U_i (z^{-1} + z_i z^{-2} + z_i^2 z^{-3} + \ldots)$$

Cu alte cuvinte, rădăcinile cu valoare absolută > 1 contribuie la componenta de memorie a operatorului invers, în timp ce rădăcinile cu valoare absolută < 1 contribuie la componenta de anticipaţie.

Se poate da următoarea imagine a realizabilității operatorului invers :

Operator finit realizabil $(a_0, a_1, \ldots, a_m)$	*Operatorul invers* b_t
— minimă întîrziere :	— stabil, realizabil (de memorie, unilateral)
$\lvert z_1\rvert, \lvert z_2\rvert, \ldots, \lvert z_m\rvert > 1$;	de minimă întîrziere : $b_s = -\sum_{i=1}^{m} u_i z_i^{-s-1}$, pentru $s \geqslant 0$; $b_s = 0$, pentru $s < 0$
— întîrziere mixtă :	— stabil nerealizabil (bilateral) :
$\lvert z_1\rvert, \lvert z_2\rvert, \ldots, \lvert z_h\rvert > 1$, $\lvert z_{h+1}\rvert, \lvert z_{h+2}, \ldots, \lvert z_m\rvert < 1$;	$b_s = -\sum_{i=1}^{h'} u_i z_i^{-s-1}$ pentru $s \geqslant 0$; $b_s = \sum_{i=h+1}^{m} u_i z_i^{-s-1}$, pentru $s < 0$
— întîrziere maximă :	— stabil, strict nerealizabil (unilateral) :
$\lvert z_1\rvert, \lvert z_2\rvert, \ldots, \lvert z_m\rvert < 1$.	$b_s = 0$, pentru $s \geqslant 0$, $b_s = \sum_{i=1}^{m} u_i z_i^{-s-1}$, pentru $s < 0$.

Se arată că, dacă operatorul $a_0, a_1, \ldots, a_m$ este strict de minimă întîrziere, adică

$$A(z) \neq 0, \text{ pentru } |z| \leqslant 1, \tag{4.30}$$

funcția de transfer în Z inversă $B(z) = A^{-1}(z)$ poate fi dezvoltată într-o serie de puteri :

$$B(z) = \sum_{t=0}^{\infty} b_t z^t, \tag{4.31}$$

care este convergentă pentru $|z| < 1$ și nu are zerouri pentru $|z| \leqslant 1$ iar coeficienții b_t satisfac condiția

$$\sum_{s=0}^{m} a_s b_{t-s} = 0 ; \quad t = 1, 2, 3, \ldots \tag{4.32}$$

(se consideră $a_0 = 1$, deci $b_0 = 1$).

Operatorul de minimă întîrziere $a_0, a_1, \ldots, a_m$ acționează asupra seriei de intrare x_t, dînd la ieșire, prin operația de convoluție discretă, seria ξ_t:

$$\xi_t = \sum_{s=0}^{m} a_s x_{t-s}. \tag{4.33}$$

Operatorul invers, de asemenea de minimă întîrziere, acționează asupra lui ξ_t prin aceeași operație de convoluție discretă, care, după cum se poate arăta, dă chiar seria originală x_t:

$$x_s = \sum_{s=0}^{\infty} b_s \xi_{t-s}. \tag{4.34}$$

Operația dată de cele două relații (4.33) și (4.34) împreună are loc fără o întîrziere în timp globală.

Se poate spune că operatorii lineari infiniți definiți de relațiile (4.33) și (4.34) sînt de minimă întîrziere și inverși unul față de celălalt dacă coeficienții lor satisfac condițiile :

— condiția de realizabilitate

$$a_t = 0, \text{ pentru } t < 0; \quad b_t = 0, \text{ pentru } t < 0; \tag{4.35}$$

— condiția de stabilitate,

$$\sum_{t=0}^{\infty} a_t^2 < \infty; \qquad \sum_{t=0}^{\infty} b_t^2 < \infty; \tag{4.36}$$

— condiția de minimă-întîrziere,

$$A(z) \neq 0, \text{ pentru } |z| \leqslant 1; \quad B(z) \neq 0, \text{ pentru } |z| \leqslant 1; \tag{4.37}$$

— condiția de inversare,

$$A(z)\, B(z) = 1. \tag{4.38}$$

Funcțiile de transfer ale operatorului inverși reciproci :

$$A(\omega) = \sum_{s=0}^{\infty} a_s e^{-j\omega s} \tag{4.39}$$

și

$$B(\omega) = \sum_{s=0}^{\infty} b_s e^{-j\omega s}, \tag{4.40}$$

nu conțin singularități și zerouri în semiplanul $\lambda = \omega + j\sigma$ inferior și au o caracteristică de fază minimă. Ele sînt legate prin relația de inversiune

$$A(\omega)\, B(\omega) = 1. \tag{4.41}$$

4.1.7. Funcția de transfer de putere și operatorul de minimă întîrziere

Funcția de transfer de putere este definită prin pătratul valorii absolute a funcției de transfer (cîștigului operatorului linear) :

$$\Psi(\omega) = |A(\omega)|^2 = A(\omega)\, A^*(\omega), \tag{4.42}$$

unde $\Psi(\omega)$ poate fi exprimat pentru un operator linear finit, $a_0, a_1, \ldots, a_m$, prin seria trigonometrică finită

$$\Psi(\omega) = \sum_{\tau=-m}^{m} r_\tau e^{-j\omega\tau} = r_0 + 2\sum_{\tau=0}^{m} r_\tau \cos\omega\tau \geqslant 0, \text{ pentru } -\pi \leqslant \omega \leqslant \pi, \tag{4.43}$$

unde

$$r_\tau = \sum_{t=0}^{m} a_t a_{t+\tau}; \qquad r_\tau = r_{-\tau} \tag{4.44}$$

reprezintă funcția de autocorelație a seriei a_t.

Prin urmare, fiind dat operatorul linear $a_0, a_1, \ldots, a_m$, poate fi determinat r_τ din ecuația (4.44) și se poate obține funcția de transfer de putere.

Se consideră acum problema inversă : fiind dată funcția de transfer de putere $\Psi(\omega)$, să se găsească coeficienții $a_0, a_1, \ldots, a_m$ ai operatorului linear care dă această funcție de transfer. Problema nu este univocă, existînd mai mulți operatori lineari care au aceeași funcție de transfer $\Psi(\omega)$, dintre care doar unul este de minimă întîrziere. Deci, fiind dată caracteristica de transfer de putere $\Psi(\omega)$ sau caracteristica de amplitudine $|A(\omega)|$, se poate determina în mod univoc singurul operator realizabil de minimă întîrziere cu caracteristica de amplitudine respectivă și cu caracteristică de fază minimă.

Pentru determinarea operatorului de minimă întîrziere din funcția de transfer de putere, aceasta se scrie sub forma transformatei Z :

$$\Psi(z) = \sum_{\tau=-m}^{m} r_\tau z^\tau, \tag{4.45}$$

care reprezintă o funcție rațională de $z = e^{-j\lambda}$ ($\lambda = \omega + j\sigma$) (fig. 4.1).

Se formează polinomul

$$z^m \Psi(z) = \sum_{\tau=-m}^{m} r_\tau z^{\tau+m}, \tag{4.46}$$

care este un polinom de grad $2m$; acest polinom se rezolvă pentru rădăcinile sale $z_1, z_2, \ldots, z_{2m}$.

Se consideră că $z'_1, z'_2, \ldots, z'_m$ sînt rădăcinile care au modulul $|z_k| \geqslant 1$ ($k = 1, 2, \ldots, m$) (pentru operator strict de minimă întîrziere $|z_k| > 1$).

Se formează polinomul

$$A(z) = (z - z_1')(z - z_2')\ldots(z - z_m') = \sum_{s=0}^{m} a_s z^s, \tag{4.47}$$

ai cărui coeficienți sînt dați de seria a_s. Aceștia reprezintă un operator de minimă întîrziere, a cărui funcție de transfer are o caracteristică de fază minimă.

În modul acesta, funcția de transfer de putere $\Psi(\omega)$ (4.42) poate fi descompusă în doi factori:

$$\Psi(\omega) = A(\omega)\, A^*(\omega), \tag{4.48}$$

în care funcția de transfer $A(\omega)$ este de fază minimă.

4.2. ANALIZA NESTATISTICĂ A SERIILOR DE TIMP

4.2.1. Abordarea seriilor de timp din punct de vedere funcțional

Seria continuă de timp $x(t)$ se utilizează ca introducere în conceptul abordării funcționale a seriilor de timp.

Dacă integrala

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2(t)\, dt < \infty, \tag{4.49}$$

care reprezintă energia totală a lui $x(t)$, este finită, se pot utiliza transformatele Fourier, definite în capitolul 1, pentru a da o reprezentare funcțională perfectă a lui $x(t)$.

$$X(\omega) = \mathcal{F}[x(t)]$$
$$x(t) = \mathcal{F}^{-1}[X(\omega)].$$

4.2.2. Schema funcțională periodică

În cadrul schemelor funcționale periodice, seriile de timp sînt compuse din componente strict periodice.

Dacă se consideră o serie de timp observațională dată de

$$x_1,\ x_2, \ldots, x_T \tag{4.50}$$

pe intervalul de timp $1 \leqslant t \leqslant T$ pentru care valoarea medie este egală cu zero, seria de timp infinită

$$\ldots x_T, x_1,\ x_2, \ldots, x_T,\ x_1,\ x_2,\ \ldots, x_T,\ x_1 \ldots \tag{4.51}$$

constituie o serie periodică, pentru care este valabilă ecuația de diferențe

$$x_t - x_{t-T} = 0. \tag{4.52}$$

Soluția acestei ecuații este reprezentată de dezvoltarea în serie Fourier

$$x_t = \sum_{n=1}^{\frac{T}{2}} \left[A_n \cos\left(\frac{2\pi}{T} nt\right) - B_n \sin\left(\frac{2\pi}{T} nt\right) = \sum_{n=1}^{\frac{T}{2}} C_n \cos\left(\frac{2\pi}{T} nt + \theta_n\right), \tag{4.53}$$

$$C_n = (A_n^2 + B_n^2)^{1/2} \quad \text{și} \quad \theta_n = \operatorname{arctg} \frac{B_n}{A_n}.$$

Relația (4.53) reprezintă o reprezentare funcțională perfectă a seriei originale.

4.2.3. Schema funcțională aperiodică

Schema funcțională aperiodică se ocupă de clasa seriilor de timp discrete x_t cu energia totală finită:

$$\sum_{t=-\infty}^{\infty} x_t^2 < \infty. \tag{4.54}$$

Cel mai utilizat exemplu este forma de undă (*wavelet*) seismică a lui Ricker.

Toate seriile de timp observaționale de durată finită în timp ($0 \leqslant t \leqslant T$) sînt incluse în această clasă dacă seria de timp este definită în afara intervalului ($t < 0$ și $t > T$) prin $x_t = 0$. Seria are o energie finită (4.54), în care limitele de însumare sînt de la 0 la T.

Schema funcțională aperiodică conduce la o reprezentare funcțională a datelor observaționale sau teoretice prin reprezentarea cu ajutorul integralei Fourier:

$$x_t = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} X(\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega, \tag{4.55}$$

unde $X(\omega)$ este spectrul (complex) de amplitudine și fază al lui x_t:

$$X(\omega) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} x_t\, e^{-j\omega t} = \sum_{t=0}^{T} x_t\, e^{-j\omega t} (x_t = 0, \text{ pentru } t < 0 \text{ și } t > T). \tag{4.56}$$

Spectrul de energie a lui x_t este

$$\Phi_{xx}(\omega) = X^*(\omega) X(\omega) = |X(\omega)|^2 \geqslant 0, \text{ pentru } -\pi \leqslant 0 \leqslant \pi, \tag{4.57}$$

sau

$$\Phi_{xx}(\omega) = \sum_{\tau=-T}^{T} \varphi_{xx}(\tau)\, e^{-j\omega\tau} = \varphi(0) + 2 \sum_{\tau=1}^{T} \varphi(\tau) \cos\omega\tau, \tag{4.58}$$

unde $\tau = s - t$, iar

$$\varphi_{xx}(\tau) = \sum_{t=0}^{T-\tau} x_t x_{t+\tau} \tag{4.59}$$

este funcție de autocorelație a lui x_t, cu următoarele proprietăți:

$$\varphi_{xx}(-\tau) = \varphi_{xx}(\tau),$$

$$\varphi_{xx}(\tau) = 0, \text{ pentru } |\tau| > T. \tag{4.60}$$

Funcția de autocorelație reprezintă transformata Fourier a spectrului de energie:

$$\varphi_{xx}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_{xx}(\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega, \tag{4.61}$$

iar energia totală a lui x_t este dată de

$$\varphi_{xx}(0) = \sum_{t=0}^{T} x_t^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_{xx}(\omega)\, d\omega. \tag{4.62}$$

Considerîndu-se o altă serie de timp y_t, de durată finită ($0 \leqslant t \leqslant T$), spectrul complex fază-amplitudine va fi $Y(\omega)$, spectrul de energie $\Phi_{yy}(\omega)$, iar funcția de autocorelație $\varphi_{yy}(\tau)$.

Spectrul de energie de interacțiune al lui x_t și y_t este

$$\Phi_{xy}(\omega) = X^*(\omega)\, Y(\omega) \tag{4.63}$$

sau

$$\Phi_{xt}(\omega) = \sum_{\tau=-T}^{T} \varphi_{xy}(\tau) e^{-j\omega\tau}, \tag{4.64}$$

unde

$$\varphi_{xy}(\tau) = \sum_{t=0}^{T-\tau} x_t y_{t+\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_{xy}(\omega) e^{j\omega t}\, d\omega \tag{4.65}$$

reprezintă funcția de corelație mutuală între x_t și y_t, avînd ca proprietăți

$$\varphi_{xy}(\tau) = \varphi_{xy}(-\tau),$$

$$\varphi_{xy}(\tau) = 0, \text{ pentru } |\tau| > T. \tag{4.66}$$

4.2.4. Problema filtrului pentru serii de timp. Operatori lineari finiți

Problema filtrării constă în determinarea spectrului linear care transformă seria de timp x_t, reprezentînd semnalul la intrare (eventual perturbat) în seria de timp v_t, reprezentînd semnalul la ieșire sau informația dorită.

Operația liniară care efectuează această transformare este

$$v_t = \sum_{s=0}^{T} a_s x_{t-s}, \qquad t = 0, 1, 2, \ldots, T, \tag{4.67}$$

care reprezintă un sistem de $T + 1$ ecuații lineare simultane pentru care necunoscutele sînt coeficienții $a_0, a_1, a_2, \ldots, a_T$.

Dacă $x_0 \neq 0$, deci determinantul sistemului nu se anulează, sistemul are o soluție unică care dă valorile coeficienților operatorului.

În schema funcțională aperiodică, $x_t = 0$, pentru $t < 0$ și $t > T$ se poate presupune deci că (4.67) este valabilă pentru orice $t(-\infty < t < \infty)$, ceea ce duce la specificarea valorilor lui v_t și în afara intervalului inițial $(0 \leqslant t \leqslant T)$, și anume

$$v_t = 0, \; t < 0,$$

$$v_t = \sum_{s=0}^{T} a_s x_{t-s}, \quad \text{pentru } t = T + 1, \; T + 2, \ldots, 2T,$$

$$v_t = 0, \; t > 2T. \tag{4.68}$$

Pentru aceste valori ale lui v_t, ecuația (4.67) a operatorului este valabilă pentru orice valori întregi ale lui t. Înmulțind ambele părți ale ecuației cu $e^{-j\omega t}$ și însumînd pentru t, se obține

$$V(\omega) = A(\omega)\, X(\omega), \tag{4.69}$$

unde

$$V(\omega) = \sum_{t=0}^{2T} v_t \, e^{-j\omega t},$$

$$A(\omega) = \sum_{s=0}^{T} v_s \, e^{-j\omega s},$$

$$X(\omega) = \sum_{n=0}^{T} v_n \, e^{-j\omega n}. \tag{4.70}$$

Operatorul linear cu funcția de transfer $A(\omega)$ astfel determinat nu este în mod necesar de minimă întîrziere.

În figura 4.2 este prezentat un exemplu al unui operator linear de netezire simetric, care produce contracția unei forme de undă seismică (*wavelet*) de tip Ricker într-una de lățime mai mică, ceea ce reprezintă una din primele aplicații a filtrelor în geofizică.

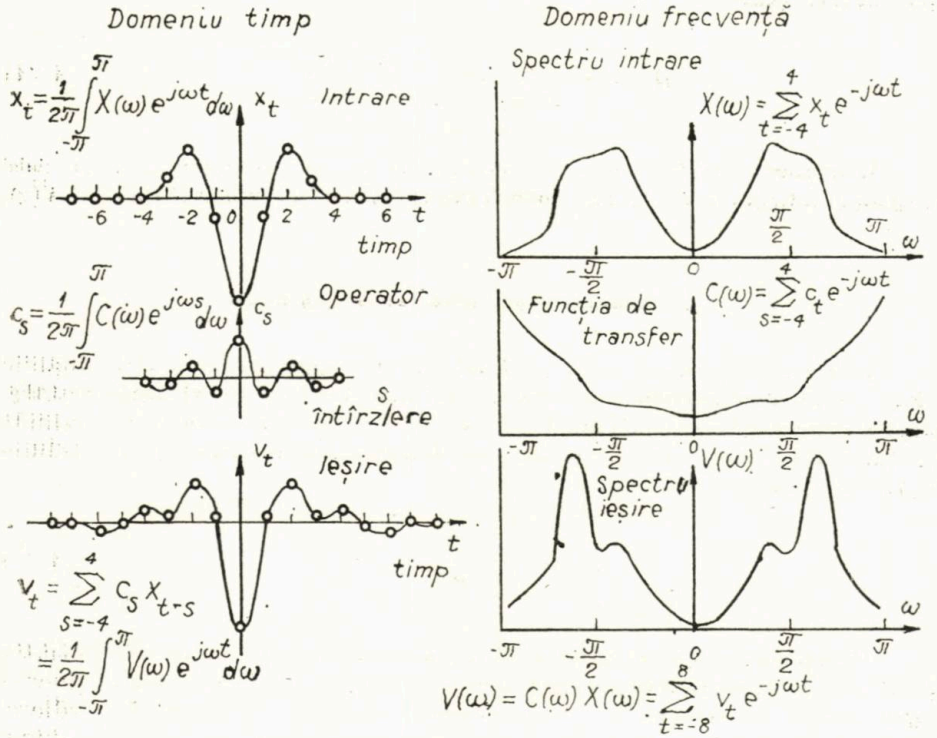


Fig. 4.2. — Contracția unei forme de undă Ricker prin operatori lineari.

4.2.5. **Problema filtrării cu operatori lineari infiniți**

Această problemă constă în determinarea unui operator linear ai cărui coeficienți h_s nu sînt restricționați în număr, astfel că

$$v_t = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} h_s x_{t-s}, \quad -\infty < t < +\infty, \tag{4.71}$$

ceea ce constituie un sistem infinit de ecuații simultane, care are, în general, un număr infinit de necunoscute. Operatorul linear poate fi un operator bilateral de extindere infinită.

Soluția formală pentru acest operator poate fi găsită în termenii funcției de transfer:

$$H(\omega) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} h_s e^{-j\omega s}, \tag{4.72}$$

iar ecuația (4.71) devine

$$V(\omega) = H(\omega)\, X(\omega), \tag{4.73}$$

deci soluția este

$$H(\omega) = \frac{V(\omega)}{X(\omega)} = \frac{V(\omega)X^*(\omega)}{X(\omega)X^*(\omega)}. \tag{4.74}$$

Operatorul cu funcția de transfer $H(\omega)$ are coeficienții h_s și este stabil cu condiția ca $X^{-1}(z)$ să poată fi dezvoltat ca inversa stabilă a lui $X(z)$.

4.2.6. Medierea și punctul de vedere probabilistic

În scopuri practice pot fi utilizați numai operatori lineari de lungime finită, astfel că operatorii de lungime infinită trebuie aproximați ca atare. Deci un operator linear infinit h_s $(-\infty < s < \infty)$ trebuie să fie aproximat cu unul finit h'_s $(-m < s < m)$ sau funcția de transfer (4.72) trebuie să fie aproximată cu una de tipul

$$H'(\omega) = \sum_{s=-m}^{m} h'_s\, e^{-j\omega s}. \tag{4.75}$$

Procedeul de aproximare se bazează pe faptul că o anumită cantitate de informație conținută în operatorul linear h_s se pierde prin obținerea operatorului aproximat h'_s prin efectuarea unor procese de mediere. Criteriul de aproximare optimă este dat de condiția de minim a sumei erorilor pătratice:

$$I = \sum_{t=-\infty}^{\infty} \left(v_t - \sum_{s=-m}^{m} h'_s\, x_{t-s} \right)^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} |V(\omega) - H'(\omega)X(\omega)|^2\, d\omega. \tag{4.76}$$

Dacă se ține seama că $v_t = x_t = 0$, pentru $t < 0$ și $t > T$ (seria este finită) și se pune condiția de minim a ecuației (4.76)

$$\frac{\partial I}{\partial h'_\tau} = 0, \text{ pentru } \tau = -m, -m+1, \ldots, m, \tag{4.77}$$

se obține sistemul de ecuații normale care determină coeficienții h'_s ai operatorului aproximat:

$$\sum_{s=-m}^{m} h'_s r_{\tau-s} = g_\tau, \text{ pentru } = -m, -m+1, \ldots, m, \tag{4.78}$$

unde

$$r_{\tau-s} = \sum_{t=-m}^{T+m} x_{t-s}\, x_{t-\tau}, \tag{4.79}$$

$$g_\tau = \sum_{t=-m}^{T+m} v_t x_{t-\tau}. \tag{4.80}$$

4.3. TEORIA SISTEMELOR DE TIMP STAȚIONARE DISCRETE

Orice serie de timp observațională (4.1) poate fi considerată ca o realizare particulară a unui proces aleatoriu sau stohastic, respectiv o abstracție matematică definită în raport cu un cîmp de probabilități. În multe fenomene, numărul de serii de timp observaționale furnizate de un proces aleatoriu este limitat, fiind cazul uneori ca un proces aleatoriu să genereze o singură serie de timp. Un astfel de caz, analog cu cel întîlnit în geofizica de sondă, este fără îndoială în deplin acord cu interpretarea de frecvență a probabilității.

Serii de timp staționare sînt seriile la care probabilitățile implicate în procesul aleatoriu nu sînt legate de o origine specifică în timp : probabilitatea oricărui eveniment asociat cu timpul t este egală cu probabilitatea evenimentului corespunzător asociat cu timpul $t + \tau$.

Pentru orice proces aleatoriu s-a văzut că pot fi efectuate medieri statistice pe ansamblul de realizări x_t pentru un timp fix t.

În particular, valoarea medie $m = E[x_t]$ și dispersia $\sigma^2 = E[(x_t - m)^2]$ ale unui proces aleatoriu staționar sînt independente de timpul t (vezi cap. 1).

La fel, coeficienții de autocorelație :

$$\varphi(\tau) = E[x_t x_{t+\tau}], \tag{4.81}$$

sînt independenți de t și constituie o funcție pară de decalajul de timp τ :

$$\varphi(\tau) = \varphi(-\tau). \tag{4.82}$$

Totodată

$$|\varphi(\tau)| \leqslant \varphi(0). \tag{4.83}$$

Funcția de autocorelație normalizată este definită

$$\varphi(\tau) = \frac{E[(x_t - m)(x_{t-\tau} - m)]}{E[(x_t - m)]^2}, \tag{4.84}$$

astfel că

$$\varphi(0) = 1 \text{ și } |\varphi(\tau)| \leqslant 1. \tag{4.85}$$

În cele ce urmează se va considera, fără pierderea generalității, că valoarea medie este -0, $m = E[x(t)] = 0$, iar dispersia $\sigma^2 = E[x(t)] = 1$.

Medierile în timp sau în fază sînt procese de mediere efectuate în raport de toate valorile de timp t $(-\infty < t < \infty)$ pentru o realizare fixă x_t a unui proces aleatoriu. Un proces staționar reprezintă un proces ergodic dacă medierile statistice și cele în timp sînt egale cu probabilitatea unu. Ca rezultat, autocorelația unui proces ergodic poate fi exprimată prin media în timp

$$\varphi(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T+1} \sum_{t=-T}^{T} x_{t+\tau} x_t . \tag{4.86}$$

4.3.1. Funcția de autocorelație

Funcția de autocorelație $\varphi(\tau)$ este o funcție definită nenegativă pară, adică

$$\varphi(\tau) = \varphi(-\tau),$$

$$\sum_{i=1}^{N} \sum_{k=1}^{N} \varphi(i-k) a_i a_k \geqslant 0, \qquad N = 1, 2, \ldots, \tag{4.87}$$

pentru fiecare mulțime reală $(a_1, a_2, \ldots, a_n)$, astfel că matricea de autocorelație este simetrică:

$$\begin{bmatrix} \varphi(0) & \varphi(1) \ldots & \varphi(N) \\ \varphi(-1) & \varphi(0) \ldots & \varphi(N-1) \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \varphi(-N) & \varphi(-N+1) \ldots & \varphi(0) \end{bmatrix}, \tag{4.88}$$

având valori egale pe diagonale; de asemenea valorile proprii ale matricei $-\lambda_i \geqslant 0$ $(i = 1, 2, \ldots, N)$, determinantul este nenegativ și forma pătratică nenegativă este definită de (4.87).

4.3.2. Spectrul

Proprietatea că funcția de autocorelație $\varphi(\tau)$ este definită nenegativă este echivalentă cu reprezentarea ei prin transformata Fourier.

$$\varphi(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \omega\tau \, d\Lambda(\omega), \tag{4.89}$$

unde

$$\Lambda(\omega) = \omega + 2 \sum_{\tau=1}^{\infty} \frac{\varphi(\tau)}{\tau} \sin \omega\tau, \quad 0 \leqslant \omega \leqslant \pi, \tag{4.90}$$

reprezintă *spectrul integrat* sau *funcția de distribuție spectrală*, o funcție reală, monotonă nedescrescătoare de ω, cu $\Lambda(0) = 0$ și $\Lambda(\pi) = \pi$ (teorema lui Wiener—Hincin). Dacă

$$\sum_{\tau=0}^{\infty} |\varphi(\tau)| \rightarrow \text{convergentă},$$

atunci $\Lambda(\omega)$ este absolut continuă și admite derivată continuă :

$$\frac{d\Lambda(\omega)}{d\omega} = \Phi(\omega) = 1 + 2\sum_{\tau=1}^{\infty} \varphi(\tau)\cos\omega\tau = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} \varphi(\tau)\cos\omega\tau \geqslant 0, \qquad (4.91)$$

care reprezintă funcția de densitate spectrală, spectrul de putere sau, pur și simplu, spectrul seriei de timp $x_t\ (-\infty < t < \infty)$. Pentru a avea puteri egale la ω și $-\omega$, $\Phi(\omega)$ este definită ca o funcție pară de ω :

$$\Phi(\omega) = \Phi(-\omega), \qquad -\pi \leqslant \omega \leqslant \pi. \qquad (4.92)$$

Ecuația (4.89) devine

$$\varphi(\tau) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \cos\omega\tau \cdot \Phi(\omega)\, d\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} e^{j\omega\tau}\Phi(\omega)\, d\omega \qquad (4.93)$$

și, în particular,

$$\Phi(0) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \Phi(\omega)\, d\omega. \qquad (4.94)$$

Procese de spectru alb sînt procesele în care spectrul de putere este constant :

$$\Phi(\omega) = \text{const}, \qquad -\pi \leqslant \omega \leqslant \pi. \qquad (4.95)$$

Procesele care au spectrul alb sînt *procesul pur aleatoriu* și *procesul necorelat mutual*.

În cazul procesului pur aleatoriu, fiecare element ξ_t al seriei de timp $\xi_t(-\infty < t < \infty)$ este o variabilă aleatoare independentă cu o distribuție unică a probabilității. Deci funcțiile de distribuție condiționate ale lui ξ_t sînt pur și simplu produse ale funcțiilor singulare de distribuție a probabilității. În consecință :

$$E[\xi_t \xi_s] = E[\xi_t] \cdot E[\xi_s], \qquad t \neq s. \qquad (4.96)$$

Un astfel de proces este staționar și ergodic. Se poate normaliza procesul, astfel că se ia media egală cu zero și dispersia cu 1 :

$$E[\xi_t] = 0\,; \; E[\xi_t^2] = 1. \qquad (4.97)$$

Funcția de autocorelație este

$$\varphi(0) = E[\xi_t^2] = 1,$$

$$\varphi(\tau) = E[\xi_t + \xi_{t+\tau}] = E[\xi_t] E[\xi_{t+\tau}] = 0, \tag{4.98}$$

$$\tau = \pm 1, \pm 2, \ldots$$

Procesul necorelat mutual este procesul în care variabilele ξ_t și ξ_s sînt necorelate pe perechi, ceea ce duce la aceeași condiție (4.96), fără ca variabilele să fie în mod obligatoriu independente. Astfel, variabilele independente sînt necorelate, dar reciproca nu este în mod necesar adevărată. În cazul proceselor necorelate, variabilele sînt în general ortogonale :

$$E[\xi_t^2] = 1,$$

$$E[\xi_t \xi_s] = 0, \qquad t \neq s. \tag{4.99}$$

Funcția de autocorelație este aceeași cu cea din relațiile (4.98); de asemenea un proces necorelat este staționar și ergodic.

Funcția de distribuție spectrală a unui proces pur aleatoriu sau necorelat este

$$\Lambda(\omega) = \omega, \qquad 0 \leqslant \omega \leqslant \pi, \tag{4.100}$$

iar spectrul de putere este constant :

$$\Phi(\omega) = 1, \qquad -\pi \leqslant \omega \leqslant \pi. \tag{4.101}$$

Aceste procese au mai fost denumite procese de „zgomot alb" (Wiener).

4.3.3. **Procese de însumare mobilă**

O teoremă deosebit de importantă enunță că o serie de timp cu o distribuție spectrală absolut continuă este generată de un proces de însumare mobilă și invers.

Astfel, pentru o realizare fixă

$$\ldots, \xi_{t-1}, \xi_t, \xi_{t+1}, \xi_{t+2}, \ldots \tag{4.102}$$

a unui proces alb, realizarea fixă corespunzătoare a unui proces de însumare mobilă este

$$\ldots, x_{t-1}, x_t, x_{t+1}, x_{t+2}, \ldots, \tag{4.103}$$

unde

$$x_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \, \xi_{n-k}, \; n = t, \; t \pm 1, \; t \pm 2, \ldots, \tag{4.104}$$

unde presupunem variabilele ξ_t doar necorelate mutual.

Ținînd seama de relațiile (4.96), (4.97) și (4.99), media procesului de însumare mobilă este

$$E[x_t] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k E[\xi_{t-k}] = 0, \tag{4.105}$$

iar dispersia

$$E[x_t^2] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^2 E[\xi_{t-k}^2] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^2, \tag{4.106}$$

în timp ce coeficienții de autocorelație au forma

$$\varphi(\tau) = E[x_t \, x_{t+\tau}] = \sum_{t=-\infty}^{\infty} c_{t-\tau} \, c_t = \sum_{t=-\infty}^{\infty} c_t \, c_{t+\tau}. \tag{4.107}$$

Se poate arăta că un proces de însumare mobilă are o funcție de distribuție spectrală absolut continuă. Dacă

$$F(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \, e^{-j\omega k} \tag{4.108}$$

este funcția de transfer a operatorului de netezire infinit c_k, care efectuează însumarea mobilă, se poate ajunge la expresia

$$\varphi(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} F(\omega) F^*(\omega) e^{j\omega\tau} \, d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} |F(\omega)|^2 e^{j\omega\tau} \, d\omega, \tag{4.109}$$

dar

$$F|(\omega)|^2 = \Phi(\omega),$$

$$\text{de unde } \Lambda(\omega) = \int_0^{\omega} \Phi(\omega) \, d\omega = \text{absolut continuă}. \tag{4.110}$$

Invers, se poate arăta că orice proces de distribuție spectrală continuă este un proces de însumare mobilă.

Astfel, orice serie de timp, x_t poate fi considerată ieșirea unui sistem linear, cu funcția de putere $\Phi(\omega)$, prin care este trecut un zgomot alb. Deoarece c_k poate fi un operator infinit bilateral, acest sistem nu necesită în mod necesar să fie realizabil sau de minimă întîrziere.

4.4. DECOMPOZIȚIA (DECONVOLUȚIA) PREDICTIVĂ A SERIILOR DE TIMP STAȚIONARE

4.4.1. Factorizarea spectrului

S-a văzut că spectrul de putere al unei serii de timp x_t poate fi modelat sub forma unei funcții de transfer de putere a unui sistem linear prin care este trecut un zgomot alb, obținîndu-se la ieșire seria de timp x_t. Problema factorizării spectrului reprezintă problema determinării caracteristicii de fază, cunoscîndu-se caracteristica de amplitudine $[\Phi(\omega)]^{1/2}$, astfel încît sistemul să fie fizic realizabil și stabil, cu o caracteristică de fază minimă :

$$B(\omega) = |B(\omega)|\, e^{j\theta(\omega)} = [\Phi(\omega)]^{1/2} e^{j\theta(\omega)}, \tag{4.111}$$

unde $|B(\omega)| = [\Phi(\omega)]^{1/2}$ reprezintă caracteristica de amplitudine, iar $\theta(\omega)$ caracteristica de fază minimă dorită.

S-au prezentat în § 4.1 condițiile ca un sistem cu funcția de transfer $B(\omega)$ să fie realizabil (4.35), stabil (4.36) și condiția de minimă întîrziere (4.37). De asemenea funcția de transfer

$$B(\lambda) = \sum_{s=0}^{\infty} b_s e^{-j\lambda s} \tag{4.112}$$

nu conține singularități sau zerouri în semiplanul λ inferior ($\sigma < 0$). Aplicînd transformarea $z = e^{-j\lambda}$ (fig. 4.1), această condiție devine funcția

$$B(z) = \sum_{s=0}^{\infty} b_s z^s, \tag{4.113}$$

care nu are singularități sau zerouri pentru $|z| \leqslant 1$, adică în interiorul sau pe circumferința cercului unitar din planul $z = x + jy$. În aceste condiții, funcția $\ln B(z)$ este analitică pentru $|z| \leqslant 1$, și, în consecință, are o reprezentare în serie de puteri ale lui z, care la $|z| \to 1$ converge spre dezvoltarea

$$\ln B(\omega) = \sum_{t=0}^{\infty} \beta_t e^{-j\omega t} = \beta_0 + \sum_{t=1}^{\infty} \beta_t \cos \omega t - j \sum_{t=1}^{\infty} \beta_t \sin \omega t. \tag{4.114}$$

Pe de altă parte, $\ln [\Phi(\omega)]^{1/2}$ este o funcție reală, pară de ω, așa încît poate fi exprimată în serie Fourier cosinus :

$$\ln [\Phi(\omega)]^{1/2} = \alpha_0 + 2 \sum_{t=1}^{\infty} \alpha_t \cos \omega t, \tag{4.115}$$

unde coeficienții Fourier

$$\alpha_t = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} \cos \omega t \cdot \ln \Phi(\omega)\, d\omega. \tag{4.116}$$

Din ecuația (4.111) și ținînd seama de (4.115), se obține

$$\ln B(\omega) = \alpha_0 + 2\sum_{t=1}^{\infty} \alpha_t \cos \omega t + j\theta(\omega). \tag{4.117}$$

Egalînd ecuația (4.114), care a fost obținută în urma cunoașterii faptului că funcția $B(z)$ este analitică pentru $|z| \leqslant 1$, cu ecuația (4.117), obținută ca urmare a deducerii caracteristicii de amplitudine din spectrul de putere, și indentificînd termenii reali și imaginari, se obține

$$\text{Re}\,[\ln B(\omega)] = \ln [\Phi(\omega)]^{1/2} = \beta_0 + \sum_{t=1}^{\infty} \beta_t \cos \omega t = \alpha_0 + \sum_{t=1}^{\infty} \alpha_t \cos \omega t, \tag{4.118}$$

astfel că

$$\beta_0 = \alpha_0;\ \beta_t = 2\alpha_t, \text{ pentru } t = 1, 2, 3, \ldots, \tag{4.119}$$

iar

$$\text{Im}\,[\ln B(\omega)] = \theta(\omega) = -2\sum_{t=1}^{\infty} \alpha_t \sin \omega t, \tag{4.120}$$

care exprimă caracteristica de minimă fază în funcție de coeficienții α_t dați de ecuația (4.116), pornind de la cunoașterea spectrului de putere $\Phi(\omega)$.

Coeficienții operatorului b_s, corespunzător, pot fi determinați plecînd de la ecuațiile (4.111)—(4.113) și ținînd seama de (4.118) și (4.120), astfel încît se obține

$$B(z) = \sum_{s=0}^{\infty} b_s z^s = \exp\left[\alpha_0 + 2\sum_{t=1}^{\infty} \alpha_t z^t\right]. \tag{4.121}$$

Cu ajutorul acestei ecuații se pot determina coeficienții operatorului linear b_s în funcție de termenii $\alpha_t\,(t = 0,\ 1,\ 2, \ldots)$. Pe această bază, Kolmogorov arată că spectrul de putere poate fi factorizat în

$$\Phi(\omega) = |B(\omega)|^2 = \left|\sum_{t=0}^{\infty} b_t\, e^{-j\omega t}\right|^2, \tag{4.122}$$

în care operatorul linear b_t este determinat din condițiile

$$b_t = 0, \text{ pentru } t < 0,$$

$$b_0 = \exp\left[\frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} \ln \Phi(\omega)\, d\omega\right] > 0 \text{ (din ecuațiile (4.121) și (4.116))} \tag{4.123}$$

și

$$\sum_{s=1}^{\infty} b_s z^s = b_0 \exp\left[2 \sum_{t=1}^{\infty} \alpha_t z^t\right], \qquad t > 0,$$

fiind fizic realizabil și de minimă întîrziere, iar funcția de transfer corespunzătoare $B(\omega)$ care intră ca factor în spectru este de minimă fază.

4.4.2. Teorema de decompoziție (deconvoluție) predictivă

Teorema de decompoziție (deconvoluție) a lui Hermann Wold are următoarea formulare:

Fiind dat un proces staționar nedeterminist $y_t\ (-\infty < t < \infty)$ cu un parametru timp discret, acesta poate fi descompus în

$$y_t = x_t + z_t,$$

unde componentele x_t și z_t sînt două procese staționare necorelate mutual, cu următoarele proprietăți:

z_t este determinist;

x_t este nedeterminist cu o funcție de distribuție spectrală absolut continuă:

$$x_t = b_0 \xi_t + b_1 \xi_{t-1} + b_2 \xi_{t-2} + \ldots, \quad (-\infty < t < \infty), \tag{4.124}$$

ale cărui componente satisfac condițiile:

a) variabilele ξ_t au o medie zero, $E[\xi_t] = 0$; dispersie unitară, $E[\xi_t^2] = 1$, și sînt necorelate mutual, $E[\ \xi_t \xi_s\ ] = 0$, pentru $s \neq t$;

b) $b_0 > 0$ și $b_0^2 + b_1^2 + b_2^2 + \ldots < \infty$;

c) $E[\xi_s\ z_t] = 0$, pentru toți s, t.

Teorema de decompoziție (deconvoluție) predictivă reprezintă un caz particular al teoremei lui Wold și enunță faptul că procesul nedeterminist x_t cu o funcție de distribuție spectrală absolut continuă poate fi descompus sub forma ecuației (4.124), pentru care componentele au aceleași proprietăți de la punctele (*a*) și (*b*) de mai sus; în plus, c) operatorul b_0, b_1, b_2, ... este de minimă întîrziere.

Teorema de decompoziție predictivă exprimă seria de timp x_t în termenii unui operator realizabil și de minimă întîrziere $b_0, b_1, b_2, \ldots$, operînd asupra valorilor prezente și trecute $\xi_t, \xi_{t-1}, \xi_{t-2}, \ldots$ ale unei realizări a unui proces necorelat mutual. Deoarece operatorul $b_0, b_1, b_2, \ldots$ este de minimă întîrziere, există un operator invers, $a_0, a_1, a_2, \ldots$, care este de asemenea realizabil și de minimă întîrziere. Ca rezultat, ξ_t poate fi exprimat în termenii operatorului invers $a_0, a_1, a_2, \ldots$, operînd asupra valorilor prezente și trecute $x_t, x_{t-1}, x_{t-2}, \ldots$, adică

$$\xi_t = a_0 x_t + a_1 x_{t-1} + a_2 x_{t-2}, \ldots$$

Operatorul linear b_t reprezintă răspunsul la impuls a unui filtru linear realizabil cu caracteristică de fază minimă și poate fi numit *funcția răspuns a procesului aleatoriu.*

Elementele aleatorii ale procesului, reprezentate de $\xi_t (-\infty < t < \infty)$, pot fi considerate impulsuri necorelate mutual ale unui zgomot de bandă largă sau „zgomot alb". Seria de timp $x_t (-\infty < t < \infty)$ este răspunsul filtrului față de o intrare de zgomot alb $\xi_s (-\infty < s \leqslant t)$, adică $\xi_s (-\infty < s \leqslant t)$ poate fi considerat un impuls de intensitate ξ_s, care produce un răspuns $\xi_s b_{t-s}$ la timpul succesiv t. Prin adunarea contribuțiilor tuturor impulsurilor se obține răspunsul total, seria de timp x_t:

$$x_t = \sum_{s=t}^{-\infty} \xi_s b_{t-s}, \tag{4.125}$$

sau, cu $t-s = n$, se obține chiar relația de decompoziție predictivă (4.124):

$$x_t = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \xi_{t-n} = b_0 \xi_t + b_1 \xi_{t-1} + b_2 \xi_{t-2} + \ldots$$

Întrucît răspunsul la impuls al filtrului este dat de $b_t (t \geqslant 0)$, cu $b_t = 0$, pentru $t < 0$, funcția de transfer este transformata Fourier $B(\omega)$, cu cîștigul $|B(\omega)| = [\Phi(\omega)]^{1/2}$ și caracteristica de fază minimă (4.120). Spectrul de putere al lui ξ_t, care este egal cu unu $(-\pi < \omega < \pi)$, înmulțit cu funcția de transfer de putere a filtrului $|B(\omega)|^2$, are ca rezultat spectrul de putere $\Phi(\omega)$ al seriei de timp x_t.

Astfel, teorema de decompoziție predictivă enunță faptul că orice serie de timp staționară, cu o distribuție spectrală absolut continuă, poate fi considerată ca fiind compusă din mai multe impulsuri suprapuse sau răspunsuri de minimă întîrziere b_n, $b_n = 0$, pentru $n < 0$, toate de aceeași formă. Timpii de sosire ai acestor impulsuri (care pot fi *semnale seismice*) și ponderile lor relative reflectă dinamica procesului, în timp ce impulsurile ξ_{s-t}, mutual necorelate, reflectă caracterul statistic al procesului.

Funcția de autocorelație a procesului aleatoriu este

$$\varphi(\tau) = E[x_t x_{t+\tau}] = E\left[\sum_{s=0}^{\infty} b_s \xi_{t-s} \sum_{r=0}^{\infty} b_r \xi_{t+\tau-r}\right] = \sum_{s=0}^{\infty} b_s b_{s+\tau},$$

astfel că funcţia de autocorelaţie a semnalului $b_s (b_s = 0,\ s < 0)$ este aceeaşi cu funcţia de autocorelaţie a seriei de timp x_t. Ca rezultat, spectrul de energie al semnalului este aceeaşi funcţie cu spectrul de energie al seriei de timp x_t, fapt care a fost utilizat în problema factorizării spectrului şi determinării formei semnalului b_n din spectrul de putere $\Phi(\omega)$ al seriei de timp x_t.

Întrucît filtrul este realizabil şi de minimă întîrziere, există şi filtrul invers, care este de asemenea realizabil şi de minimă întîrziere. Fie funcţia de răspuns a acestui filtru invers $a_t\ (0 \leqslant t < \infty)$, cu $a_t = 0$, pentru $t < 0$, astfel încît funcţia de transfer este

$$A(\omega) = B^{-1}(\omega) = \sum_{s=0}^{\infty} a_s e^{-j\omega s} = \frac{1}{\sum_{s=0}^{\infty} b_s e^{-j\omega s}},$$

iar $B^{-1}(\omega)\, B(\omega) = 1$.

În mod corespunzător, zgomotul alb $\xi_t\ (-\infty < t < \infty)$ este răspunsul total la timpul t al filtrului invers faţă de intrarea $x_s (-\infty < s \leqslant t)$, adică $x_s (-\infty < s \leqslant t)$ poate fi considerat ca un impuls de intensitate x_s, care va produce un răspuns $x_s a_{t-s}$ la timpul succesiv t. Adunînd toate aceste contribuţii, răspunsul total este

$$\xi_t = \sum_{s=t}^{-\infty} x_s a_{t-s}, \tag{4.126}$$

care, punînd $n = t - s$, devine

$$\xi_t = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x_{t-n} = a_0 x_t + a_1 x_{t-1} + a_2 x_{t-2} + \ldots, \tag{4.127}$$

care reprezintă decompoziţia predictivă a impulsului ξ_t, echivalentă cu decompoziţia predictivă inversă a seriei de timp x_t.

Predicţia seriilor de timp staţionare constă în determinarea valorii $\hat{x}_{t+\alpha}$ a seriei de timp la timpul $t + \alpha$, conform decompoziţiei predictive (4.124) date de

$$\hat{x}_{t+\alpha} = \sum_{s=0}^{\infty} b_s \xi_{t+\alpha-s}. \tag{4.128}$$

Soluţia problemei de predicţie pentru serii de timp staţionare cu funcţii de distribuţie spectrală absolut continue se obţine cu ajutorul criteriului de minimalizare a erorii medii pătratice de predicţie :

$$I_{\min} = \sum_{n=0}^{\alpha-1} b_n^2. \tag{4.128'}$$

Pentru a obține valorile de predicție $\hat{x}_{t+\alpha}$ din valorile prezente și trecute x_t, x_{t-1}, x_{t-2} se aplică întîi operatorul linear

$$\xi_s = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x_{s-n}, \text{ pentru } -\infty < s \leqslant t, \tag{4.129}$$

pentru a obține valorile $\ldots, \xi_{t-2}, \xi_{t-1}, \xi_t$, apoi se aplică operatorul

$$\hat{x}_{t+\alpha} = \sum_{s=0}^{\infty} b_{\alpha+s} \xi_{t-s}, \tag{4.130}$$

pentru a obține valoarea prezisă $\hat{x}_{t+\alpha}$, sau, utilizînd (4.129),

$$\hat{x}_{t+\alpha} = \sum_{s=0}^{\infty} b_{\alpha+s} \sum_{n=0}^{\infty} a_n x_{t-s-n}, \tag{4.131}$$

care se poate scrie, luînd $r = s + n$ și ținînd seama că $a_t = 0$ pentru $t < 0$,

$$\hat{x}_{t+\alpha} = \sum_{r=0}^{\infty} k_r(\alpha) x_{t-r}, \tag{4.132}$$

unde

$$k_r(\alpha) = \sum_{s=0}^{\infty} b_{\alpha+s} a_{r-s}. \tag{4.133}$$

Această ecuație dă valoarea prezisă în termenii valorii prezente x_t și valorilor trecute x_{t-1}, $x_{t-2}, \ldots$ și are aceeași formă cu operatorul de predicție pură (4.4), cu deosebirea că acum se permite numărului de coeficienți ai operatorului k_s să devină infinit. De asemenea este indicată dependența coeficienților operatorilor în funcție de valoarea distanței de predicție α. Operatorul este realizabil, întrucît $k_s(\alpha) = 0$ pentru $s < 0$.

Se arată că pentru $\hat{x}_{t+\alpha}$ se poate scrie relația de recurență

$$\hat{x}_{t+\alpha} = -a_1\hat{x}_{t+\alpha-1} - a_2\hat{x}_{t+\alpha-2} - \ldots - a_{\alpha-1}\hat{x}_{t+1} - a_\alpha x_t - a_{\alpha+1} - x_{t+1} - \ldots, \tag{4.134}$$

iar coeficienții operatorului $k_r(\alpha)$ satisfac sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} &k_0(\alpha) + a_1 k_0(\alpha - 1) + a_2 k_0(\alpha - 2) + \ldots + a_{\alpha-1} k_0(1) + a_\alpha = 0, \\ &k_1(\alpha) + a_1 k_1(\alpha - 1) + a_2 k_1(\alpha - 2) + \ldots + a_{\alpha-1} k_1(1) + a_{\alpha+1} = 0. \\ &\qquad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \end{aligned} \tag{4.135}$$

Figura 4.3 reprezintă un exemplu de predicție cu distanță de predicție unitară.

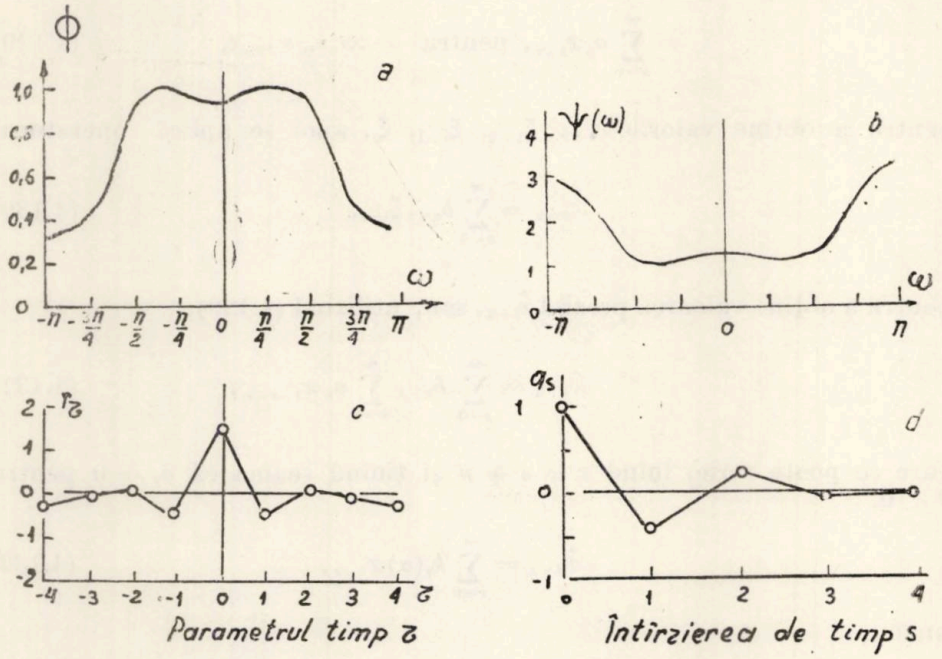


Fig. 4.3. — Operatorul linear minim pătratic:
a — spectrul de putere; *b* — funcția de transfer de putere; *c* — transformata Fourier a funcției de transfer de putere; *d* — coeficienții operatorului.

Problema se pune astfel: fiind dat spectrul de putere al seriei de timp $x_t(-\infty < t < +\infty)$, avînd $E[x_t] = 0$:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{r_0 + 2\sum_{\tau=1}^{4} r_\tau \cos\omega\tau}$$

să se determine operatorul linear cu coeficienții a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, astfel ca dispersia erorii de predicție $E[\xi_t^2]$ să fie minimă, expresia erorii de predicție fiind dată de

$$\xi_t = a_0 x_t + a_1 x_{t-1} + a_2 x_{t-2} + a_3 x_{t-3} + a_4 x_{t-4}.$$

Rezolvarea este următoarea:
— se determină funcția de transfer de putere:

$$\Psi(\omega) = \Phi^{-1}(\omega) = |A(\omega)|^2 = r_0 + 2\sum_{\tau=1}^{4} r_\tau \cos\omega\tau = \sum_{\tau=-4}^{4} r_\tau e^{-j\omega\tau};$$

— se calculează transformata Fourier inversă a funcției de transfer de putere :

$$r_\tau = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \Psi(\omega)e^{j\omega\tau}\,d\omega,$$

și se determină coeficienții operatorului stabil a_s ca soluții ale sistemului de ecuații

$$\begin{aligned} r_0 &= a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 + a_4^2,\\ r_1 &= a_0a_1 + a_1a_2 + a_2a_3 + a_3a_4,\\ r_2 &= a_0a_2 + a_1a_3 + a_2a_4,\\ r_3 &= a_0a_3 + a_1a_4,\\ r_4 &= a_0a_4, \end{aligned}$$

obiect al condiției ca funcția de transfer $A(\omega) = \sum_{t=0}^{4} a_t e^{-j\omega t}$ să nu conțină singularități sau zerouri în semiplanul $\lambda = \omega + j\sigma$ inferior.

4.4.3. Problema filtrajului

Soluția problemei filtrajului pentru serii de timp cu funcție de distribuție spectrală absolut continuă a fost dată de Wiener și pleacă tot de la teorema de decompoziție predictivă a seriei de timp x_t, care constă din mesaj plus zgomote :

$$x_t = m_t + n_t = \sum_{\tau=0}^{\infty} b_\tau \xi_{t-\tau}. \tag{4.136}$$

Mesajul, avînd o funcție de distribuție spectrală absolut continuă, poate fi reprezentat prin procesul de însumare mobilă (4.104) :

$$m_t = \sum_{\tau=0}^{\infty} q_\tau\,\xi_{t-\tau} + \sum_{\tau=-\infty}^{-1} r_\tau\,\gamma_{t-\tau}, \tag{4.137}$$

unde variabilele aleatoare ξ_t și γ_t sînt necorelate mutual :

$$\begin{aligned} &E[\xi_t^2] = 1,\ E[\gamma_t^2] = 1,\ E[\xi_t\,\xi_s] = 0\\ &E[\xi_t\,\xi_{t+k}] = 0 \text{ și } E[\gamma_t\gamma_{t+k}] = 0, \text{ pentru } k \neq t. \end{aligned} \tag{4.138}$$

Partea de predicție a mesajului $\hat{m}_{t+\alpha}$, unde α este anticiparea, este

$$\hat{m}_{t+\alpha} = \sum_{\tau=0}^{\infty} q_{\tau+\alpha}\xi_{t-\tau} = \sum_{\tau=\alpha}^{\infty} q_\tau \xi_{t-\tau-\alpha}, \tag{4.139}$$

iar eroarea medie pătratică (minimă) de predicție este

$$I_{\min} = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} q_\tau^2 + \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} r_\tau^2. \tag{4.140}$$

Ținînd seama de ecuațiile (4.136) și (4.137) se pot determina :
— funcția de autocorelație a zgomotului,

$$\varphi_{22}(t) = E[n_{t+\tau} n_\tau] = \sum_{\tau=0}^{\infty} b_{t+\tau} b_\tau - \sum_{\tau=0}^{\infty} q_{t+\tau} b_\tau - \sum_{\tau=-t}^{\infty} q_\tau b_{t+\tau} +$$

$$+ \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} q_{t+\tau} q_\tau + \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} r_{t+\tau} r_\tau ; \tag{4.141}$$

— funcția de autocorelație a mesajului,

$$\varphi_{11}(t) = E\,[m_{t+\tau} m_\tau] = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} q_{t+\tau} q_\tau + \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} r_{t+\tau} r_\tau ; \tag{4.142}$$

— funcția de corelație mutuală a mesajului și zgomotului,

$$\varphi_{12}(t) = E[m_{t+\tau} n_\tau] = \sum_{\tau=-t}^{\infty} b_{t+\tau} q_\tau - \varphi_{11}(\tau). \tag{4.143}$$

Dacă se consideră transformatele Fourier $B(\omega)$ pentru b_s, $Q(\omega)$ pentru q_s și $R(\omega)$ pentru r_s, transformatele Fourier ale funcțiilor de autocorelație reprezintă :

$$\Phi_{22}(\omega) = B(\omega)\, B^*(\omega) + Q(\omega) Q^*(\omega) - Q(\omega) B^*(\omega) - B(\omega) Q^*(\omega) +$$

$$+ R(\omega)\, R^*(\omega) = \text{spectrul de putere al zgomotului};$$

$$\Phi_{11}(\omega) = Q(\omega)\, Q^*(\omega) + R(\omega)\, R^*(\omega) = \text{spectrul de putere al mesajului};$$

$$\Phi_{12}(\omega) = B(\omega)\, Q^*(\omega) - \Phi_{11}(\omega) = \text{spectrul de interacțiune (mutual) al mesajului și zgomotului.} \tag{4.144}$$

Din (4.144) se obține

$$\Phi_{11}(\omega) + \Phi_{12}(\omega) + \Phi_{12}^*(\omega) + \Phi_{22}(\omega) = B(\omega)\, B^*(\omega) = |\, B(\omega)\,|^2. \tag{4.145}$$

Pentru a-l calcula pe $B(\omega)$ trebuie evaluată suma spectrelor din partea stîngă a ecuației (4.145), care este $\Phi(\omega)$, adică chiar spectrul de putere al seriei x_t (4.136), putînd fi astfel evaluat direct din aceasta.

Factorizînd pe $\Phi(\omega)$ după metoda dată mai înainte și utilizînd ecuația (4.144), se obține

$$Q(\omega) = \frac{\Phi_{11}(\omega) + \Phi_{21}(\omega)}{B^*(\omega)} \tag{4.146}$$

și

$$q_t = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} Q(\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \frac{\Phi_{11}(\omega) + \Phi_{21}(\omega)}{B^*(\omega)}\, e^{j\omega t}\, d\omega. \tag{4.147}$$

Se consideră decompoziția predictivă inversă a seriei de timp x_t:

$$\xi_t = \sum_{s=0}^{\infty} a_s\, x_{t-s} = \sum_{s=0}^{\infty} a_s(m_{t-s} + n_{t-s}), \tag{4.148}$$

care dă eroarea de predicție ξ_t pentru distanța de predicție unitară. Astfel, ecuația (4.139), care dă partea de predicție a lui $m_{t+\alpha}$, constă în medierea din nou a acestor erori de predicție prin operația liniară realizabilă:

$$\hat{m}_{t+\alpha} = \sum_{\tau=0}^{\infty} q_{\tau+\alpha} \cdot \sum_{s=0}^{\infty} a_s(m_{t-\tau-s} + n_{t-\tau-s}). \tag{4.149}$$

Funcția de transfer $H_\alpha(\omega)$ a acestui operator linear reprezintă totalitatea rapoartelor de transfer obținute, luînd în ecuația (4.149) $m_t + n_t = e^{j\omega t}$ și împărțind prin $e^{j\omega t}$, astfel că se obține

$$H_\alpha(\omega) = \frac{1}{2\pi B(\omega)} \sum_{t=\alpha}^{\infty} e^{-j\omega(t-\alpha)} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\Phi_{11}(\omega) + \Phi_{21}(\omega)}{B^*(\omega)}\, e^{j\omega t}\, d\omega. \tag{4.150}$$

Aceasta reprezintă funcția de transfer a unui filtru, în care α poate fi pozitiv, reprezentînd „anticipatul", sau negativ, „întîrzierea".

Eroarea de filtrare medie pătratică este

$$I_{\min} = \sum_{-\infty}^{\alpha} q_\tau^2 + \sum_{-\infty}^{\infty} r_\tau^2, \tag{4.151}$$

unde primul termen al membrului drept depinde de întîrzierea $-\alpha$, iar al doilea nu depinde. Pentru întîrziere infinită ($\alpha = -\infty$), ținînd seama de ecuația (4.142), eroarea devine pentru $t = 0$

$$I_{\min}(\alpha = -\infty) = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} r_\tau^2 = \varphi_{11}(0) - \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} q_\tau^2. \tag{4.152}$$

Ecuația (4.152) poate fi scrisă

$$I_{\min}(\alpha = -\infty) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \frac{\Delta\Phi(\omega)}{\Phi(\omega)}\, d\omega, \tag{4.153}$$

unde

$$\Delta\Phi(\omega) = \begin{vmatrix} \Phi_{11}(\omega) & \Phi_{12}(\omega) \\ \Phi_{21}(\omega) & \Phi_{22}(\omega) \end{vmatrix} \tag{4.153'}$$

reprezintă *determinantul matricei de coerență a mesajului și zgomotului*, iar

$$\Phi(\omega) = \Phi_{11}(\omega) + \Phi_{12}(\omega) + \Phi_{21}(\omega) + \Phi_{22}(\omega) \tag{4.153''}$$

spectrul de putere al mesajului și zgomotului.

Dacă mesajul și zgomotul ar fi complet coerente, atunci $I_{\min}(\alpha = -\infty) = 0$.

În concluzie, soluția generală a problemei de filtraj pentru seria de timp $x_t = m_t + n_t$ constă în refiltrarea eroarei de predicție ξ_t (pentru distanță de predicție unitară) cu ajutorul operatorului (4.149), coeficienții q_t fiind determinați din $\Phi_{11}(\omega)$ — spectrul de putere al mesajului, $\Phi_{21}(\omega)$ — spectrul de interacțiune al zgomotului și mesajului și $B(\omega)$ — factorul de fază minimă al spectrului de putere $\Phi(\omega)$ al seriei de timp.

4.5. SERII DE TIMP CU SPECTRU DE PUTERE RAȚIONAL

În această clasă intră seriile de timp cu spectrul de putere de forma unei funcții raționale în $z = e^{-j\omega}$ (fig. 4.1).

4.5.1. Procese de mediere mobilă finite

Se consideră o funcție de răspuns la impuls b_t de minimă întîrziere și de extindere finită, adică $b_t = 0$, pentru $t < 0$ și $t > M$ și $b_0 \neq 0$, $b_M \neq 0$. În acest caz, decompoziția predictivă a seriei de timp x_t, cu funcția sa de răspuns b_t, este

$$x_t = b_0\xi_t + b_1\xi_{t-1} + \ldots + b_M\xi_{t-M}, \tag{4.154}$$

avînd caracterul unui proces staționar cu o distribuție spectrală absolut continuă. Acest proces poate fi definit ca un proces de medieri mobile finite dacă zgomotul alb $\xi_t (-\infty < t < \infty)$ este un proces pur aleatoriu. Se mai poate include și cazul procesului necorelat mutual.

În orice caz, ξ_t este un proces în care

$$E[\xi_t] = 0\,;\; E[\xi_t^2] = 1\,;\; E[\xi_t\,\xi_s] = 0, \text{ pentru } s \neq t. \tag{4.155}$$

Autocorelația este dată de

$$\varphi(\tau) = E[x_t\,x_{t+\tau}] = \sum_{t=0}^{M-\tau} b_t b_{t+\tau}, \tag{4.156}$$

astfel încît

$$\varphi(\tau) = 0, \text{ pentru } |\tau| > M. \tag{4.157}$$

Spectrul de putere al procesului de medieri mobile finite este

$$\Phi(\omega) = \varphi(0) + 2\sum_{\tau=1}^{M} \varphi(\tau)\cos\omega\tau = \sum_{\tau=-M}^{M} \varphi(\tau)e^{-j\omega\tau}, \tag{4.158}$$

adică o funcție rațională în $z = e^{-j\omega}$. Fie $B(\omega)$ funcția de transfer, astfel ca

$$\Phi(\omega) = B(\omega)B^*(\omega) = |B(\omega)|^2 \geqslant 0. \tag{4.159}$$

Se poate arăta că în anumite condiții funcția (4.158) este nenegativă și poate reprezenta un proces de mediere mobilă. Pentru a determina funcția de răspuns la impuls $b_t(t = 0, 1, 2, \ldots, M)$, este necesar de a factoriza spectrul ca în (4.159), unde

$$B(\omega) = \sum_{s=0}^{M} b_s e^{-j\omega s} \tag{4.160}$$

nu are singularități și zerouri în semiplanul inferior. În acest caz, operatorul de minimă întîrziere este dat de

$$b_t = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} B(\omega)e^{j\omega t}\,d\omega, \quad t = 0, 1, 2, \ldots, M. \tag{4.161}$$

Pentru a efectua factorizarea, se poate lua $\Phi(\omega)$ de forma lui $\Psi(\omega)$ din ecuația (4.43), determinarea lui b_t făcîndu-se în același mod ca în paragraful respectiv.

Decompoziția predictivă inversă este dată de

$$\xi_t = a_0x_t + a_1x_{t-1} + a_2x_{t-2} + \ldots = \sum_{s=0}^{\infty} a_s x_{t-s}, \tag{4.162}$$

unde operatorul linear invers a_t este realizabil, de minimă întîrziere și infinit în extindere.

4.5.2. Procesul autoregresiv

Procesul autoregresiv este un proces aleatoriu pentru care funcția de răspuns $b_t(t = 0, 1, 2, \ldots)$ este de extindere infinită, dar funcția de răspuns inversă $a_t(t = 0, 1, 2, \ldots, m)$ este finită și strict de minimă întîrziere. Astfel, decompoziția inversă predictivă a unei serii de timp autoregresiv x_t de ordinul m este

$$\xi_t = a_0x_t + a_1x_{t-1} + \ldots + a_mx_{t-m} = \sum_{s=0}^{m} a_s x_{t-s}, \tag{4.163}$$

iar decompoziţia predictivă

$$x_t = b_0\xi_t + b_1\xi_{t-1} + b_2\xi_{t-2} + \ldots = \sum_{s=0}^{\infty} b_s\xi_{t-s}, \tag{4.164}$$

unde operatorii a_t şi b_t sînt de minimă întîrziere şi inverşi reciproc. Procesul este staţionar cu o distribuţie spectrală absolut continuă.

Procesul autoregresiv poate fi un proces pur aleatoriu, dar se poate admite de asemenea un proces mutual necorelat, astfel că variabilele ξ_t satisfac aceleaşi condiţii (4.155). Întrucît ecuaţia (4.163) pentru eroarea de predicţie are doar un număr finit de coeficienţi (distanţa de predicţie = unitară), operatorul de predicţie pentru orice distanţă va necesita tot un număr finit de coeficienţi (4.134).

Funcţia de autocorelaţie este

$$\varphi(\tau) = E[x_t x_{t+\tau}] = \sum_{\tau=0}^{\infty} b_t b_{t+\tau}, \tag{4.165}$$

iar spectrul de putere

$$\Phi(\omega) = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} \varphi(\tau)e^{-j\omega\tau} = |B(\omega)|^2 = \frac{1}{|A(\omega)|^2} \geqslant 0, \tag{4.166}$$

unde

$$B(\omega) = \sum_{s=0}^{\infty} b_s\, e^{-j\omega s}, \tag{4.167}$$

$$A(\omega) = \sum_{s=0}^{m} a_s\, e^{-j\omega s} = B^{-1}(\omega). \tag{4.168}$$

Deoarece

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{|A(\omega)|^2} = \frac{1}{\sum_{\tau=-m}^{m} r_\tau\, e^{-j\omega\tau}}, \tag{4.169}$$

unde

$$r_\tau = \sum_{s=0}^{M} a_s\, a_{s+\tau} \tag{4.170}$$

se poate deduce că spectrul de putere este o funcţie raţională în $e^{-j\omega}$.

Spectrul de putere invers,

$$\Psi(\omega) = \frac{1}{\Phi(\omega)} = \sum_{\tau=-m}^{m} r_\tau\, e^{-j\omega\tau} = r_0 + 2\sum_{\tau=1}^{m} r_\tau \cos\omega\tau, \tag{4.171}$$

poate fi factorizat după metoda descrisă în § 4.1 :

$$\Psi(\omega) = A(\omega)\, A^*(\omega), \tag{4.172}$$

unde $A(\omega)$, dat de (4.168), nu are zerouri sau singularități în semiplanul inferior. În figurile 4.4 și 4.5 sînt date diferite funcții de timp și de frecvență ale unui proces autoregresiv de ordinul doi.

Ecuațiile de diferență pentru rezolvarea procesului autoregresiv pot fi deduse din (4.163) și (4.164) și sînt de două tipuri :

$$\sum_{s=0}^{m} a_s\, \varphi(n - s) = 0 \tag{4.173}$$

sau

$$\sum_{s=0}^{m} a_s\, \varphi(n + s) = b_n. \tag{4.174}$$

4.5.3. Procesul Markov

Procesul Markov reprezintă un proces autoregresiv de ordinul unu, obținut din ecuația (4.163), luîndu-se $m = 1$:

$$\xi_t = x_t + a_1\, x_{t-1}\,; \qquad a_0 = 1,\ |a_1| < 1. \tag{4.175}$$

Funcția de răspuns b_t $(t = 0,\ 1,\ 2, \ldots)$ poate fi determinată prin iterații succesive ale ecuației de diferențe :

$$0 = b_t + a_1\, b_{t-1}\,; \qquad t = 1,\ 2, \ldots\,;\ b_0 = 1, \tag{4.176}$$

care dau

$$b_t = -\, a_1\, b_{t-1} = (-\, a_1)^t. \tag{4.177}$$

Astfel decompoziția predictivă a procesului Markov este

$$x_t = \sum_{s=0}^{\infty} b_s\, \xi_{t-s} = \sum_{s=0}^{\infty} (-\, a_1)^s\, \xi_{t-s}. \tag{4.178}$$

Funcția de autocorelație este

$$\varphi(\tau) = E\,[x_t\, x_{t+\tau}] = \sum_{s=0}^{\infty} (-\, a_1)^{2t+\tau} = \frac{(-\, a_1)^{|\tau|}}{(1 - a_1^2)} > 0, \tag{4.179}$$

care are forma unei exponențiale (cazul de persistență pură).

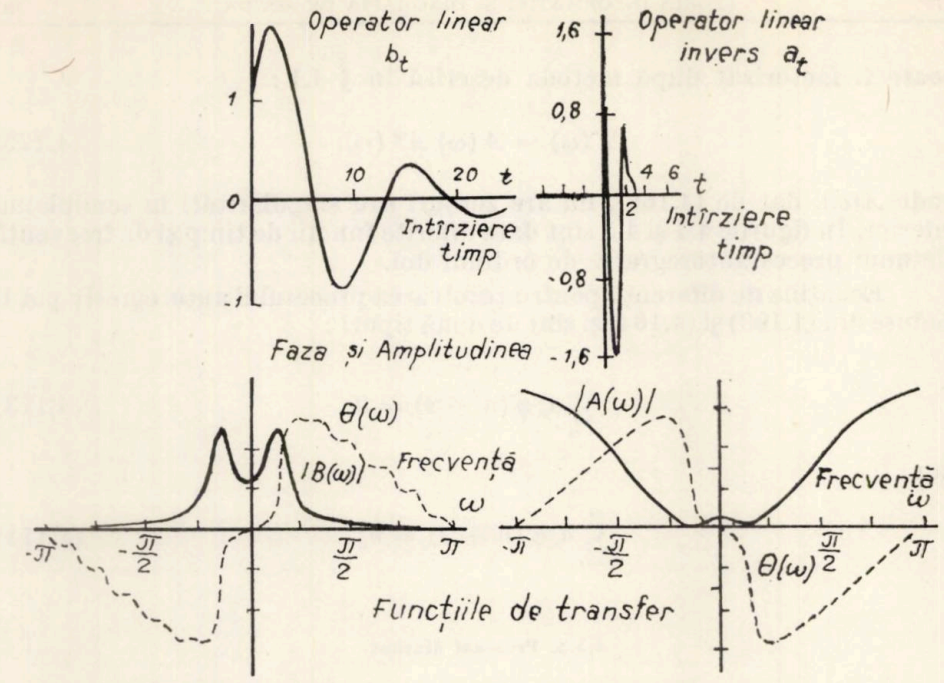


Fig. 4.4. — Funcția de transfer și spectrul de putere.

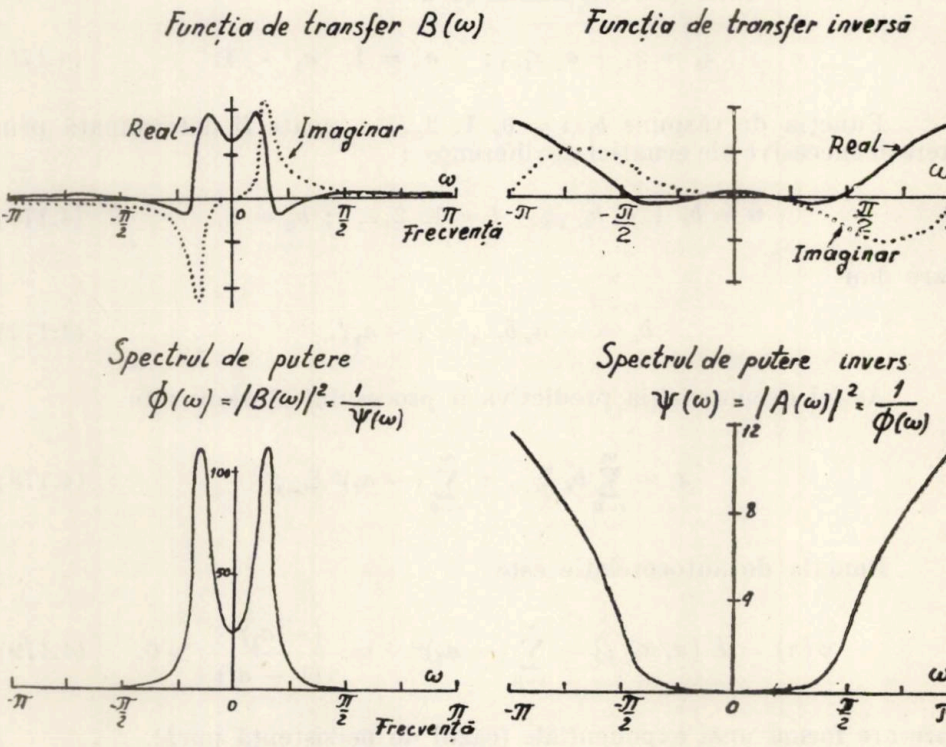


Fig. 4.5. — Funcția de răspuns și caracteristicile funcției de transfer.

Spectrul de putere se deduce din ecuația (4.169), cu $m = 1$:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{|1 + a_1 e^{-j\omega}|^2}; \quad a_0 = 1, \ |a_1| < 1. \tag{4.180}$$

Operatorul de predicție dat de ecuația (4.133) devine

$$k_0(\alpha) = b_\alpha = (-a_1)^\alpha; \quad k_t(\alpha) = 0, \text{ pentru } t = 1, 2, 3, \ldots, \tag{4.181}$$

astfel că predicția optimă este

$$\hat{x}_{t+\alpha} = (-a_1)^\alpha x_t, \tag{4.182}$$

ai funcția de transfer a operatorului de predicție

$$K_\alpha(\omega) = \sum_{t=0}^{\infty} k_t(\alpha) e^{-j\omega t} = (-a_1)^\alpha. \tag{4.183}$$

4.6. APLICAȚII ALE TEORIEI DECOMPOZIȚIEI PREDICTIVE A SERIILOR DE TIMP

Fără a intra prea mult în amănunte, se poate arăta că teoria decompoziției predictivă a seriilor de timp are aplicații deosebit de importante în prelucrarea în primul rînd a semnalelor seismice, începînd de la prima treaptă de prelucrare, contracția formei de undă seismică a lui Ricker, pînă la cele mai moderne tipuri de prelucrare, filtre multiple, la care este vorba de serii de timp multiple, a cărei teorie este de asemenea prezentată în lucrarea amintită, descompunerea predictivă a trasei seismice, analiza trasei seismice printr-un operator de predicție, separarea undelor elementare interferate etc.

Astfel, în figura 4.6*a* este dat un exemplu de descompunere predictivă a trasei seismice, în care scopul prelucrării este determinarea impulsurilor de predicție asociate orizonturilor reflectante (Robinson, 1967). În această descompunere se face ipoteza că unda seismică este compusă din unde elementare, corespunzătoare fiecare cîte unui impuls de predicție. În figura 4.6*b* este dat un exemplu de analiză a unei trase seismice printr-un operator de predicție. O aplicație importantă o constituie îmbunătățirea rezoluției trasei seismice, care, datorită pierderii frecvențelor înalte în timpul propagării prin pămînt, are o rezoluție redusă (Moldoveanu, 1971).

În cadrul investigațiilor geofizice de sondă, teoria seriilor de timp și a decompoziției predictive ale acestora poate avea o serie de aplicații

destul de importante, dintre care unele vor fi expuse în capitolele ce urmează (filtrarea de netezire, filtrarea inversă etc.).

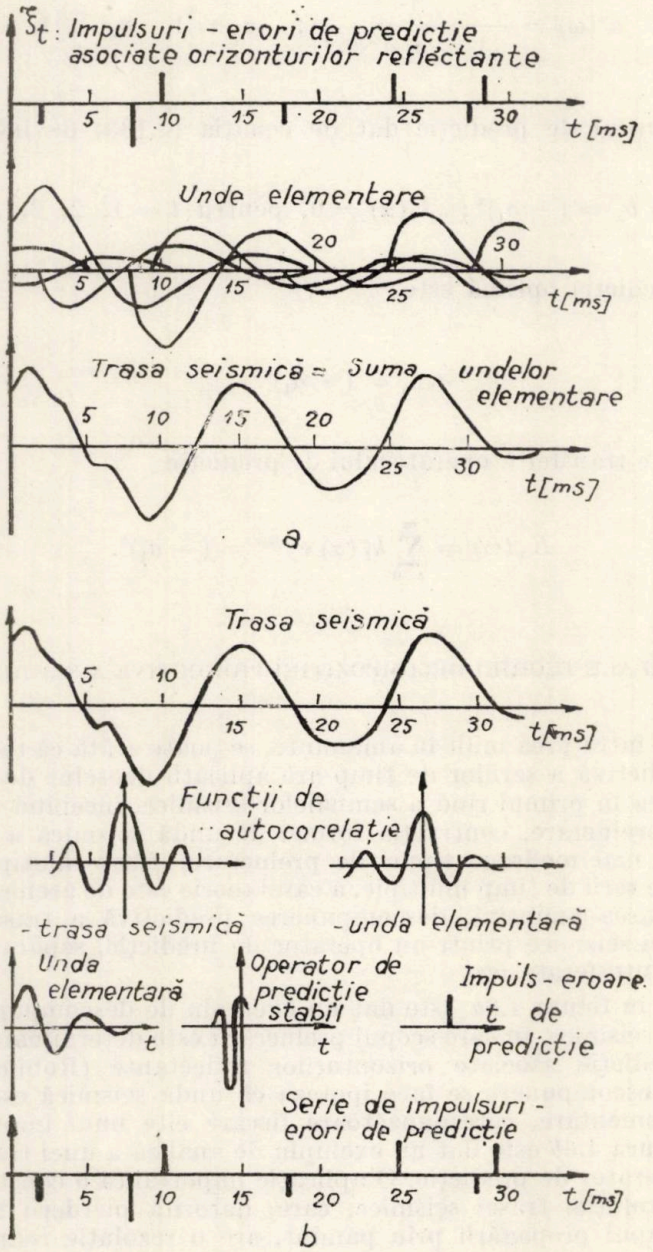


Fig. 4.6 *a*, *b*. — Prelucrarea traselor seismice :
a — sinteza trasei seismice ; *b* — decompoziția predictivă a traselor seismice ;

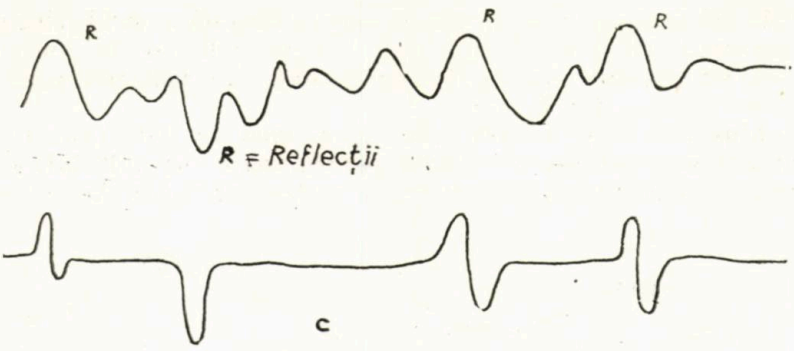


Fig. 4.6 *c* — îmbunătățirea rezoluției trasei seismice.

5. OPERATORI PENTRU FILTRAJ DE NETEZIRE UTILIZÎND METODA CELOR MAI MICI PĂTRATE

5.1. FILTRAJUL DE NETEZIRE

Filtrajul de netezire al unui semnal constă, în general, în aplicarea unui sistem, fizic sau pur și simplu matematic, de filtru trece jos, care suprimă unele componente de zgomot de frecvență mare. Cea mai simplă metodă de filtrare de netezire a unor curbe reprezentînd variația parametrilor geofizici de sondă o constituie filtrarea prin convoluție sau, corespondentul ei numeric, filtrarea prin însumare sau mediere mobilă, ceea ce de fapt constituie un tip de convoluție numerică sau discretă. Aceste metode au fost descrise în capitolele 2 și 4 și au avantajul mare al simplității de aplicare. Dar metoda de filtraj de netezire prin simplă însumare sau mediere mobilă are dezavantajul mare că introduce o distorsiune lineară, reversibilă, coerentă cu semnalul, care produce mai mult sau mai puțin deformarea curbelor originale. În capitolul 4 a fost descrisă o metodă de filtrare a unei serii de timp, conținînd o componentă de mesaj și una de zgomot, ținînd seama de teorema decompoziției predictive a seriilor de timp și efectuînd refiltrarea operatorului de eroare de predicție cu ajutorul unui operator de mediere, coeficienții operatorului fiind determinați din spectrul de putere al mesajului, spectrul de interacțiune al mesajului și zgomotului și factorul de fază minimă al spectrului de putere al seriei de timp. În acest capitol se descrie metoda de filtraj de netezire a unei curbe, reprezentată sub formă eșantionară a unui șir de puncte discrete, cu ajutorul polinoamelor minim pătratice (Wood și Hockens, 1970). Metoda este aplicabilă prelucrărilor numerice și, după cum se va vedea, se asigură o aproximare destul de bună a curbei originale din curba afectată de unele zgomote sau perturbații de genul unui semnal de zgomot de bandă largă (zgomot alb) sau al unor componente de înaltă frecvență.

5.2. OPERATORI DE NETEZIRE POLINOMIALI

Un operator de netezire polinomial constă, în principiu, din înlocuirea mulțimii de date eșantionate ale unei curbe cu un polinom ajustat mulțimii respective de date, care aproximează cel mai bine curba dorită. Fiind dat

un număr suficient de mare de puncte care reprezintă o curbă, sînt posibile două rezolvări ale problemei ajustării unui polinom de aproximare :

— ajustarea unei mulțimi întregi de date sau utilizarea unei tehnici de mediere mobilă (fig. 5.1*a*) ;

— ajustarea doar a unei submulțimi mici de date (puncte) la un moment dat și repetarea procesului pentru toate submulțimile din care este constituită mulțimea de puncte ale curbei (fig. 5.1*b*). Ambele metode

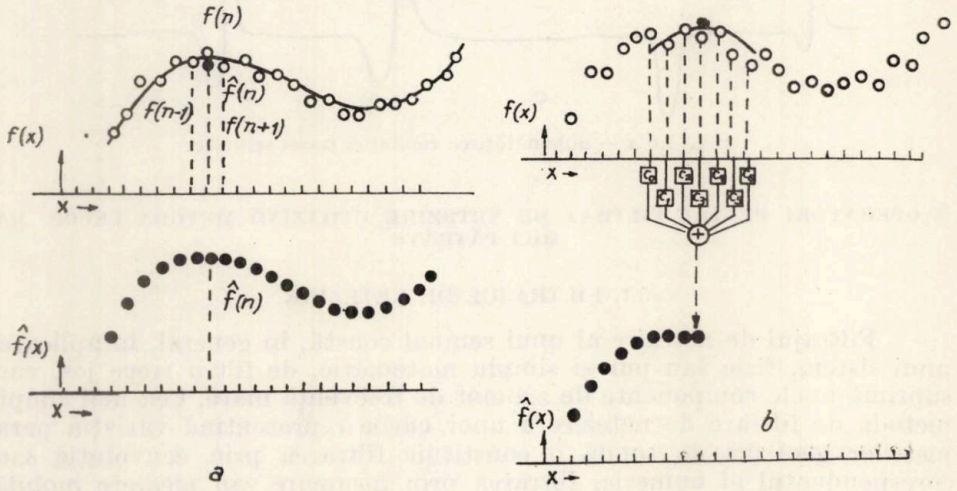


Fig. 5.1. — Filtrare polinomială minim pătratică.

utilizează în vederea obținerii curbei netezite efectuarea unei tehnici de calcul retroactiv, dar, în timp ce metoda de mediere mobilă efectuează ajustarea polinomului prin calcul retroactiv doar o dată la o intensitate centrală a mulțimii de puncte, cealaltă metodă utilizează calculul retroactiv în toate locațiile submulțimilor de puncte prelucrate.

În cele ce urmează se va discuta ajustarea prin metoda medierii mobile sau, mai bine zis, o variantă de convoluție.

Problema se reduce la ajustarea unui polinom de gradul m la o mulțime de $n + 1$ puncte, într-un sens minim pătratic. Teoria clasică a celor mai mici pătrate prevede minimalizarea erorii medii pătratice de ajustare în scopul obținerii unui sistem de $m + 1$ ecuații simultane care să dea coeficienții polinoamelor. Impunîndu-se restricția asupra datelor discrete, eșantionate la intervale egal distanțate, eroarea medie pătratică este :

$$I = \frac{1}{n+1} \sum_{x=0}^{n} [f(x) - (y_0 + y_1 x + \ldots + y_m x^m)]^2. \qquad (5.1)$$

Punînd condiția ca cele $m + 1$ derivate parțiale să fie egale cu zero, adică

$$\frac{\partial I}{\partial y_i} = 0, \text{ pentru } i = 0, 1, 2, \ldots, m, \qquad (5.2)$$

se obține un sistem de $m + 1$ ecuații normale pentru cei $m + 1$ coeficienți necunoscuți y_i. Pe măsură ce ordinul polinomului, m, crește, această metodă duce la un sistem de ecuații din ce în ce mai greu de rezolvat.

O soluție explicită pentru coeficienții polinomiali, care simplifică mult calculul este metoda *polinoamelor ortogonale*, care constă în dezvoltarea unui polinom în termenii unor funcții auxiliare :

$$y(x) = Y_0 P_{n0}(x) + Y_1 P_{n1}(x) + \ldots + Y_m P_{nm}(x), \tag{5.3}$$

care sînt ele însele polinoame ortogonale în limitele intervalului ($0 \leqslant x \leqslant n$) în raport cu o funcție de pondere $r(x)$:

$$\sum_{x=0}^{n} r(x)\, P_{nk}(x)\, P_{nq}(x) = \begin{cases} 0, & \text{pentru } k \neq q, \\ c_{kq}, & \text{pentru } k = q. \end{cases} \tag{5.4}$$

Funcția de pondere accentuează o anumită parte a intervalului și determină regiunea pentru care ajustarea rezultantă este cea mai bună. În cazul de față se utilizează o ponderе unitară, $r(x) = 1$, întrucît tratarea fiecărui interval se face în mod egal, în presupunerea că nu există vreo condiție apriori pentru a favoriza un anumit interval. În acest caz, relația de ortogonalitate devine

$$\sum_{x=0}^{n} P_{nk}(x)\, P_{nq}(x) = \begin{cases} 0, \text{ pentru } k \neq q, \\ \dfrac{(n+k+1)^{(k+1)}}{(2k+1)\, n^{(k)}}, \text{ pentru } k = q, \end{cases} \tag{5.5}$$

unde

$$(n + k + 1)^{(k+1)} = (n + 1)(n + 2) \ldots (n + k + 1),$$

$$(n)^{(k)} = n(n - 1)(n - 2) \ldots (n - k + 1).$$

Polinoamele ortogonale în raport de o funcție pondere unitară pot fi definite fie în termenii unor coeficienți binomiali sau ai unor polinoame factoriale :

$$\begin{aligned} P_{nk}(x) &= \sum_{i=0}^{k} (-1)^i \begin{bmatrix} k \\ i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k+1 \\ i \end{bmatrix} \frac{x^{(i)}}{n^{(i)}}, \\ P_{n0}(x) &= 1, \\ P_{n1}(x) &= 1 - 2\frac{x}{n}, \\ P_{n2}(x) &= 1 - 6\frac{x}{n} + \frac{6x(x-1)}{n(n-1)}, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned} \tag{5.6}$$

fie în termenii unei relaţii de recurenţă :

$$P_{nk}(x) = (x - D_k)\, P_{n,k-1}(x) - B_k\, P_{n,k-2}(x), \tag{5.7}$$

unde

$$D_k = \frac{\sum_{x=0}^{n} x\, P^2_{n,k-1}(x)}{\sum_{x=0}^{n} P^2_{n,k-1}(x)}$$

şi

$$B_k = \frac{\sum_{x=0}^{n} x\, P_{n,k-1}(x)\, P_{n,k-2}(x)}{\sum_{x=0}^{n} P^2_{n,k-2}(x)}.$$

În termenii acestei funcţii, eroarea medie pătratică devine

$$I = \frac{1}{n+1} \sum_{x=0}^{n} \{f(x) - [Y_0\, P_{n0}(x) + Y_1\, P_{n1}(x) + \ldots + Y_m\, P_{nm}(x)]\}^2 \tag{5.8}$$

şi, ca şi mai înainte, ecuaţiile normale rezultă din minimalizarea în raport cu cei $m+1$ coeficienţi Y_i.

Coeficienţii polinomului (5.3), care asigură cea mai bună ajustare a celor $n+1$ puncte de date în sensul minim pătratic sînt daţi de relaţia de recurenţă

$$Y_k = \frac{\sum_{x=0}^{n} f(x)\, P_{nk}(x)}{\sum_{x=0}^{n} P^2_{nk}(x)}, \quad \text{pentru } k = 0, 1, 2, \ldots, m. \tag{5.9}$$

Astfel, acest polinom fiind acceptat în locul datelor originale, se face calculul retroactiv într-o locaţie centrală a mulţimii de date în scopul obţinerii estimatului netezit al curbei originale. Acest calcul se poate face fie pentru un număr par de date $n+1$, fie pentru un număr impar. În scopul simplificării discuţiei asupra cazului numerelor pare sau impare, se utilizează un indice întreg N pentru a descrie atît numere impare de date : $n = 2N$; $n+1 = 2N+1$, cît şi numerele pare : $n = 2N+1$; $n+1 = 2N+2$. Pentru un număr impar de eşantioane (fig. 5.2*a*), estimatul netezit devine

$$\hat{f}(N) = y(N) = Y_0\, P_{n0}(N) + Y_1\, P_{n1}(N) + \ldots + Y_m\, P_{nm}(N), \tag{5.10}$$

unde $n = 2N$; $N = 0, 1, 2, 3, \ldots$; $m \leqslant n$.

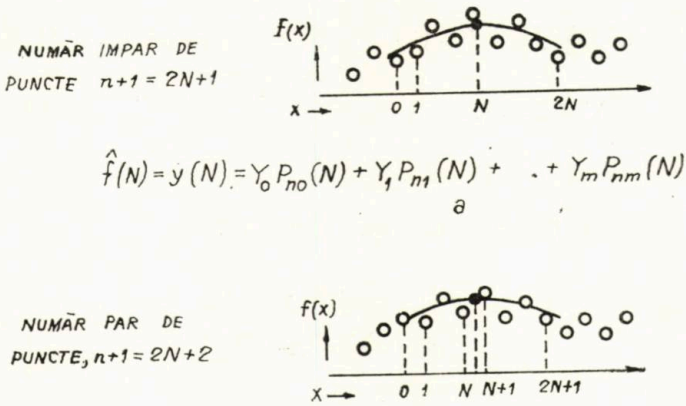


Fig. 5.2. — Polinoame de netezire pare și impare.

Pentru cazul numerelor pare, o valoare netezită a estimatului curbei originale este definită ca fiind media a două puncte mediane (fig. 5.2*b*):

$$\hat{f}(N) = \frac{1}{2}[y(N) + y(N+1)] = \frac{Y_0}{2}[P_{n0}(N) + P_{n0}(N+1)] +$$

$$+ \ldots + \frac{Y_m}{2}[P_{nm}(N) + P_{nm}(N+1)], \qquad (5.11)$$

unde

$$n = 2N + 1; \quad N = 0, 1, 2, 3, \ldots; \quad m \leqslant n.$$

Aceste ecuații se simplifică dacă se utilizează proprietățile de simetrie ale polinoamelor ortogonale: în jurul unui punct median, polinoamele de ordin par sînt fracții pare de variabila discretă x, în timp ce polinoamele de ordin impar sînt funcții impare. Astfel, polinoamele de ordin impar, avînd n par, se anulează în punctul central, iar pentru polinoamele de ordin par, avînd n impar, se anulează suma a două puncte mediane. În mod corespunzător, suma a două puncte mediane se dublează pentru cazul polinoamelor cu n impar și m par. În consecință, determinarea estimatelor netezite se simplifică la o singură formulă de calcul:

$$\hat{f}(N) = Y_0 P_{n0}(N) + Y_2 P_{n2}(N) + \ldots + Y_{2M} P_{n,2M}(N), \qquad (5.12)$$

unde $n = 0, 1, 2, \ldots$; $M = 0, 1, 2, \ldots$; $2M \leqslant n$.

Prin substituirea ecuației (5.9) în (5.12) rezultă o relație de convoluție discretă:

$$\hat{f}(N) = \frac{P_{n0}(N) \sum_{x=0}^{n} f(x)\, P_{n0}(x)}{\sum_{x=0}^{n} P_{n0}^2(x)} + \ldots + \frac{P_{n,2M}(N) \sum_{x=0}^{n} f(x)\, P_{n,2M}(x)}{\sum_{x=0}^{n} P_{n,2M}^2(x)}, \tag{5.13}$$

operatorul de convoluție (ponderea) fiind dat de

$$C_k = \sum_{j=0}^{M} \left[\frac{P_{n,2j}(N)\, P_{n,2j}(k)}{\sum_{x=0}^{n} P_{n,2j}^2(x)} \right], \tag{5.14}$$

unde $k = 0, 1, 2, \ldots, n$; $x = 0, 1, 2, \ldots, n$; $M = 0, 1, 2, \ldots$; $2M \leqslant n$, ecuația (5.13) putînd fi rescrisă sub forma matriceală

$$\hat{f}(N) = [C_0, C_1, C_2, \ldots, C_n] \begin{bmatrix} f(0) \\ f(1) \\ f(2) \\ \vdots \\ f(n) \end{bmatrix}, \tag{5.15}$$

în care coeficienții $C_0, C_1, \ldots, C_n$, dați de ecuația (5.14) înmulțesc succesiv datele originale $f(0), f(1), \ldots, f(n)$ la fiecare locație a mulțimii de date, ceea ce reprezintă, în fond, o operație de convoluție cu ponderea C_k.

De exemplu, ajustarea prin metoda celor mai mici pătrate a unei funcții pătratice ($M = 1$) la o mulțime de 7 puncte de date ($n = 6$) într-un sens de mediere mobilă corespunde unei convoluții cu operatorul

$$[C_0, C_1, \ldots, C_6] = \left[-\frac{2}{21}, \frac{3}{21}, \frac{6}{21}, \frac{7}{21}, \frac{6}{21}, \frac{3}{21}, -\frac{2}{21} \right].$$

5.3. CARACTERISTCILE DE FILTRARE ALE OPERATORILOR DE NETEZIRE

Analiza caracteristicilor de amplitudine și fază a operatorilor de netezire polinomiali se face cel mai bine în termenii transformatei Z, care se pretează cel mai bine sistemelor discrete. Din punctul de vedere al polinoamelor în z care reprezintă sistemele de filtraj polinomiale, ele au o oarecare simetrie, întrucît, datorită faptului că factorul de pondere $r(x) = 1$ este unitar în ecuația (5.4), observațiile pe fiecare parte a punctului median sînt tratate cu aceeași importanță, astfel că ponderile de con-

voluție rezultante, C_0, C_1, ..., C_n, sînt simetrice în jurul punctului lor central și astfel au un răspuns de fază zero. Poate fi scris un polinom în z, cu puteri pozitive ale lui z, fără a schimba caracteristicile de amplitudine. Translatînd sistemul de coordonate de referință al unui operator din punctul median către primul coeficient, rezultă polinomul

$$F(z) = C_0 + C_1 z + C_2 z^2 + \ldots + C_n z^n, \tag{5.16}$$

care are n rădăcini sau zerouri simple sau multiple, reale sau complexe, astfel că

$$F(z) = (z - z_1)(z - z_2) \ldots (z - z_n). \tag{5.17}$$

Variabila z reprezintă un vector al cărui vîrf este dispus pe cercul unitar $|z| = 1$ și la un unghi de $-2\pi k\Delta x$ față de axa reală; el este un vector unitar care variază linear de la 0 la $-\pi$ radiani, pe măsură ce numărul de undă k variază între 0 și $1/2\Delta x$ (limita Nyquist).

Numărul de undă reprezintă o mărime analogă frecvenței, și anume

$$k = \frac{1}{2\pi\,\Delta x},$$

unde Δx reprezintă variația pe axa dimensiunilor, x.

Astfel, numerele de undă corespund unor puncte dispuse pe cercul unitar din planul z. Rădăcinile z_i pot să fie sau nu dispuse pe cercul unitar, adică

$$z_i = |z_i| \exp(j\,\theta_i).$$

Din punct de vedere geometric, mărimea $(z - z_i)$ reprezintă un vector care se întinde de la z_i la z, iar valoarea spectrului de amplitudini este pur și simplu produsul distanțelor (fig. 5.3)

$$|F(z)| = |z - z_1| \cdot |z - z_2| \ldots |z - z_n|. \tag{5.18}$$

În raport cu numărul de undă k, spectrul de amplitudine este generat prin calcularea tuturor astfel de produse, dîndu-se variații Δz de la 0 la -1, de-a lungul cercului unitar (sau pentru k de la 0 la $1/2\ \Delta x$) (fig. 5.4).

Dacă se ia ca referință punctul median al unei succesiuni de puncte de pondere simetrică, se poate scrie următorul polinom în z:

$$F(z) = a_N z^{-N} + a_{N-1} z^{-N+1} + \ldots + a_1 z^{-1} + a_0 + a_1 z + \ldots \\ \ldots + a_{N-1} z^{N-1} + a_N z^N. \tag{5.19}$$

Ca un exemplu, pentru cele șapte puncte ale funcției pătratice:

$$F(z) = -\frac{2}{21} z^{-3} + \frac{3}{21} z^{-2} + \frac{6}{21} z^{-1} + \frac{7}{21} + \frac{6}{21} z + \frac{3}{21} z^2 - \frac{2}{21} z^3.$$

Dacă $a_0 = 0$, polinomul descrie un operator avînd un număr impar de coeficienți de ponderi, în timp ce, dacă $a_0 \neq 0$, există un număr par de termeni.

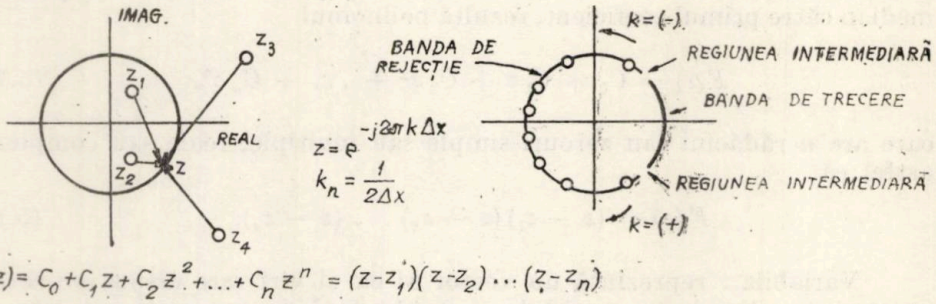


Fig. 5.3. — Interpretarea geometrică a rădăcinilor în planul Z.

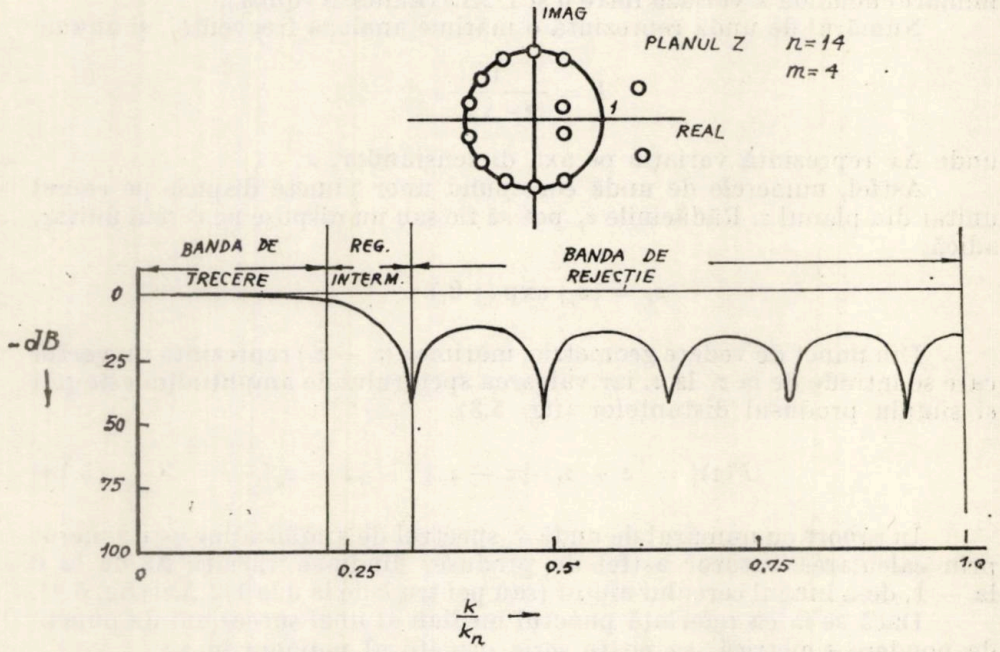
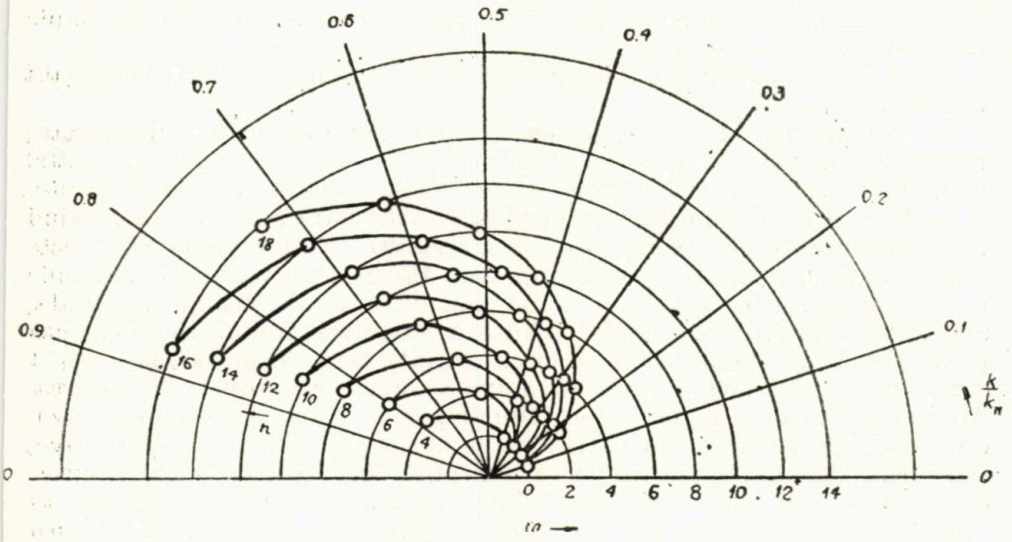


Fig. 5.4. — Diagrama rădăcinilor în planul Z și curba răspunsului total al operatorului de netezire polinomial minim pătratic.

Se fac cîteva observații în legătură cu polinoamele în z:

— întrucît coeficienții polinomului în z (ponderile de netezire) sînt numere reale, toate rădăcinile apar fie sub formă de perechi conjugate complexe, fie sînt dispuse pe axa reală;

— $F(z)$ este invariant față de transformarea $z = 1/z$, datorită simetriei în jurul punctului său median; aceasta înseamnă că, dacă $(z - z_k)$ este un factor polinomial, atunci $(1/z - z_k)$ reprezintă de asemenea un factor polinomial, astfel ca rădăcinile apar apriori ca perechi de puncte



ig. 5.5. — Diagramă polară pentru determinarea zeroului are delimitează banda de trecere a unui filtru polinomial minim pătratic de ordin m pentru $n + 1$ date.

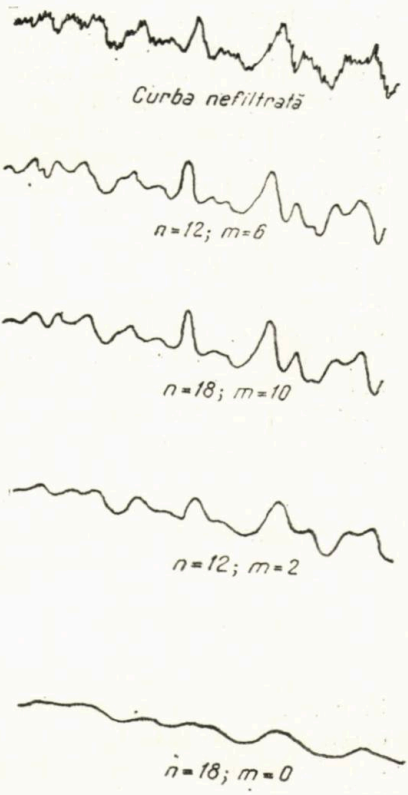


Fig. 5.6. — Filtrare de netezire a unor curbe cu filtre polinomiale.

inverse reciproce z_k şi $1/z_k$. În consecinţă, factorii polinomiali se grupează în familii de cîte doi sau patru, pentru a satisface atît condiţiile de conjugate complexe, cît şi inversare :

— două rădăcini pot fi dispuse pe axa reală ca puncte inverse simple în raport cu cercul unitar ;

— două rădăcini pot fi dispuse pe cercul unitar ca pereche conjugată complexă ;

— patru rădăcini pot fi dispuse în afara axei reale şi a cercului unitar ; totuşi, ele trebuie să formeze două perechi conjugate complexe, astfel încît, în raport cu cercul unitar, o pereche să formeze inversa celeilalte.

Se mai poate sublinia o proprietate particulară a operatorilor avînd un număr par de puncte, adică $a_0 = 0$, respectiv ordinul polinomului este impar şi are un număr impar de rădăcini. Întrucît s-a văzut că rădăcinile trebuie să apară fie în perechi conjugate, fie să fie dispuse pe axa reală, apare evident faptul că o rădăcină impară, singulară, trebuie să fie dispusă pe axa reală, şi anume chiar pe circumferinţa cercului unitar, la $z = +1$ sau $z = -1$, întrucît doar aceste puncte coincid cu propria lor inversă. Aceşti operatori, simetrici, au un număr par de schimbări de semn, deci, după regula lui Descartes, va exista un număr par de rădăcini reale pozitive, astfel că rădăcina impară nu poate fi dispusă decît pe $z = -1$. În consecinţă, operatorii minim pătratici, care au un număr par de puncte, au rădăcină în punctul $z = -1$ (punctul Nyquist), în timp ce operatorii cu un număr impar de puncte nu au această rădăcină.

În concluzie, operatorii de netezire polinomiali minim pătratici au polinoame în z ale căror rădăcini apar ca conjugate complexe şi de asemenea cu perechi de puncte inverse în jurul cercului unitar. Modul de dispoziţie al acestor rădăcini stabilesc domeniile importante ale caracteristicii de amplitudine a filtrului de netezire, şi anume (fig. 5.3 şi 5.4) : banda de trecere, regiunea de tranziţie şi banda de rejecţie.

În figura 5.5 este prezentată o diagramă polară cu ajutorul căreia se poate delimita banda de trecere pentru filtrele polinomiale de netezire, iar în figura 5.6 un exemplu de filtrare a unor profile cu ajutorul unor filtre polinomiale cu diferite valori ale numărului de puncte de ajustare n şi ale gradului polinomului m.

Filtrele de netezire polinomiale cu medieri mobile au numeroase aplicaţii în toate domeniile prospecţiunilor geofizice : gravimetrice, magnetometrie, electrometrie, seismometrie, studii stratigrafice, inclusiv, bineînţeles, în domeniul înregistrărilor geofizice de sondă.

6. PROBLEMA ESTIMĂRII FORMEI SEMNALULUI GEOFIZIC ŞI FILTRE WIENER DE RESTAURARE

6.1. ESTIMAREA FORMEI SEMNALULUI PURTĂTOR DE MESAJ

Problema estimării formei unui semnal purtător al unui mesaj, în cazul de faţă un parametru geofizic, constă în reconstituirea formei originale a semnalului după ce acesta a fost trecut printr-un sistem de transmisiune ,în general distorsionant şi perturbat de un zgomot de măsură (Spătaru, 1971, p. 318).

Dacă semnalul purtător al mesajului are forma $s\,[t,\ m(t)]$, în care mesajul $m(t)$ „modulează" semnalul $s(t)$, considerat în sens larg, atunci, în urma procesului de transmisie prin canalul sau sistemul de transmisie, la ieșirea acestuia apare un semnal recepționat, $r(t)$, la care se însumează perturbațiile $n(t)$:

$$r(t) = s\,[t,\ m(t)] + n(t), \text{ pentru } T_1 \leqslant t \leqslant T_2, \tag{6.1}$$

unde $(T_1,\ T_2)$ reprezintă intervalul de timp în limitele căruia se face observarea (fig. 6.1). În general sistemul de măsură este distorsionant,

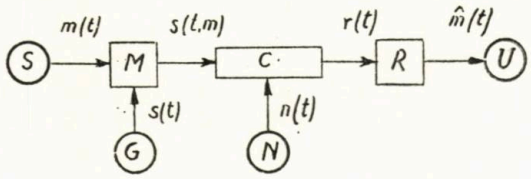


Fig. 6.1. — Modelul unui sistem de estimare a formei semnalului : S — sursă ; M — modulare ; G — generator de „purtătoare" ; C — canal ; N — sursă de perturbații ; R — receptor care estimează forma semnalului ; U — utilizare.

respectiv, în cazul informației geofizice de sondă, se produce „netezirea" semnalului original prin efectul de filtrare sau de mediere dat de dispozitivul de investigație, astfel că ecuația (6.1) devine

$$r(t) = y\,[t,\ m(t)] + n(t), \text{ pentru } T_1 \leqslant t \leqslant T_2, \tag{6.2}$$

în care $y(t)$ este obținut din convoluția (medierea ponderată) a semnalului $s(t)$ cu funcția de răspuns la impuls a sistemului de transmisiune

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau)\, h(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau = s(t) * h(t). \tag{6.3}$$

Problema care se pune este ca din semnalul recepționat $r(t)$, dat de ecuația (6.1) sau (6.2), să se estimeze forma *mesajului* $m(t)$ sau o funcție a acestuia, $F\,[m(t)]$. În cazul dat de ecuația (6.1) trebuie să se execute o *filtrare* a mesajului din zgomotul canalului de transmisiune, iar în cazul dat de ecuația (6.2) va fi necesară și o *filtrare inversă* în vederea eliminării efectului distorsionant al dispozitivului de investigație.

În capitolele precedente au fost deja trecute în revistă unele metode de filtrare în vederea restaurării semnalelor geofizice, cum ar fi filtrarea de convoluție inversă (cap. 2), filtrarea seriilor de timp staționare cu ajutorul operatorilor de netezire și de predicție și cu ajutorul filtrelor de predicție deduse din teorema de decompoziție predictivă a lui Wold (cap. 4), filtrarea curbelor afectate de perturbații cu ajutorul filtrelor de netezire polinomiale minim-pătratice (cap. 5). În acest capitol va fi discutată problema generală a estimării mesajului pe baza teoriei lui Wiener, ca și probleme legate de rezolvarea numerică a problemei estimării.

Dacă se notează *mesajul dorit* cu $\mathrm{d}(t)$, în urma procesului de prelucrare acesta ar trebui să fie egal, în general, cu mesajul inițial sau cu o funcție a acestuia :

$$\mathrm{d}(t) = m(t) \text{ sau } \mathrm{d}(t) = F\,[m(t)]. \tag{6.4}$$

În general, estimarea nu asigură obținerea exact a mesajului dorit $d(t)$, ci doar a unei aproximări a acestuia $\hat{d}(t)$, numită *estimatul mesajului dorit:*

$$\hat{d}(t) \cong d(t). \tag{6.5}$$

Se pune problema ca eroarea de estimare dintre mesajul dorit și cel estimat să fie minimă, criteriile de minimalizare fiind criteriul probabilităților aposteriori maxime și criteriul, cu mai mult interes practic, al erorii pătratice medii minime (folosit deja în capitolele 4 și 5).

6.2. TEORIA LUI WIENER-KOLMOGOROV PRIVIND ESTIMAREA LINEARĂ A UNEI FUNCȚII A MESAJULUI (SPĂTARU, 1971, p. 330)

Problema care se pune este estimarea unei funcții a mesajului (mesajul dorit):

$$d(t) = F[m(t)]. \tag{6.4}$$

Eroarea de estimare este

$$\varepsilon(t) = d(t) - \hat{d}(t), \tag{6.5}$$

iar eroarea pătratică medie instantanee sau *dispersia erorii:*

$$\overline{\varepsilon^2(t)} = \sigma_\varepsilon^2(t) = E\{[d(t) - \hat{d}(t)]^2\}. \tag{6.7}$$

Estimatul $\hat{d}(t)$ se obține printr-o prelucrare liniară a semnalului măsurat (recepționat), care se consideră de forma

$$r(t) = m(t) + n(t) \tag{6.8}$$

și se presupune staționar și cunoscut de la $-\infty$ la momentul de timp t cînd se face evaluarea.

În practică este suficient să se cunoască doar evoluția de la timpul $T_1 < t$, astfel încît intervalul de timp $(t - T_1)$ să fie mai mare decît *memoria semnificativă* a filtrului linear (fig. 6.2), dată de intervalul $u = t - T_1$.

Determinarea estimatului mesajului dorit poate fi realizată cu ajutorul unui filtru linear staționar cu funcția de răspuns la impuls $h(t)$, prin operația de convoluție

$$\hat{d}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-u)\, r(u)\, du, \tag{6.9}$$

în care

$$h(t-u) = 0, \text{ pentru } t < u, \tag{6.10}$$

filtrul fiind considerat *realizabil.*

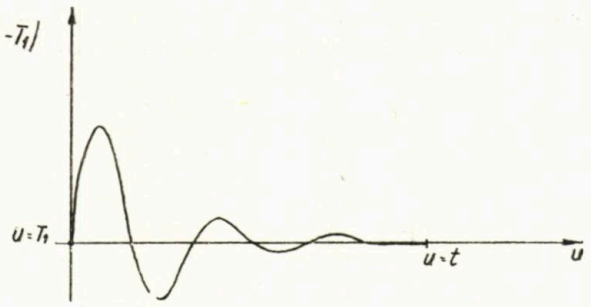


Fig. 6.2. — Funcția de pondere a unui filtru linear : $u = T_1$ — momentul aplicat impulsului delta la intrare ; $t - T_1$ — memoria semnificativă a filtrului.

Se numește *filtru optimal* filtrul al cărui răspuns $\hat{d}(t)$ la semnalul aplicat la intrare $r(t)$ este estimatul lui $d(t)$ corespunzător erorii pătratice medii minime. Funcția de pondere a acestui filtru, $h_0(t-u)$ se determină prin minimalizarea expresiei erorii medii pătratice (6.7), care se poate scrie, ținînd seama de (6.9),

$$\sigma_\varepsilon^2(t) = E\left\{\left[d(t) - \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-u)\, r(u)\, du\right]^2\right\}. \tag{6.11}$$

Determinarea lui $h_0(t-u)$, care minimizează expresia (6.11), poate fi făcută printr-o metodă de calcul variațional.

Se consideră două funcții arbitrare $h_0(t-u)$ și $1(t-u)$, care satisfac condițiile

$$h_0(t-u) = 1(t-u) = 0, \text{ pentru } t < u, \tag{6.12}$$

și

$$h(t-u) = h_0(t-u) + \lambda 1(t-u), \tag{6.13}$$

unde λ este un parametru real.

Se notează cu I valoarea funcționalei date de ecuația (6.11) pentru $h(t-u) = h_0(t-u)$ și cu δI variația acestei funcționale ca urmare a variației $\lambda 1(t-u)$, astfel că în urma acestei variații dispersia erorii se poate scrie

$$\sigma_\varepsilon^2(t) = I + \partial I =$$

$$= E\left\{\left[d(t) - \int_{-\infty}^{+\infty} [h_0(t-u) + \lambda 1(t-u)]\, r(u)\, du\right]^2\right\}. \tag{6.14}$$

Valoarea minimă (sau maximă) a funcţionalei (6.14) este dată de condiţia

$$\frac{\partial}{\partial \lambda}(I + \delta I)|_{\lambda=0} = 0, \tag{6.15}$$

pentru toate valorile posibile ale lui $1(t-u)$.

Dacă se dezvoltă funcţionala I sub forma

$$I = E\left\{ \mathrm{d}^2(t) - 2\int_{-\infty}^{+\infty} h_0(t-u)\, r(u)\, \mathrm{d}(t)\, \mathrm{d}u + \right.$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} h_0(t-u)\, h_0(t-v)\, r(u)\, r(v)\, \mathrm{d}u\, \mathrm{d}v \right\}, \tag{6.16}$$

iar apoi se execută medierea, se introduce în locul lui $h_0(t-u)$ expresia $h_0(t-u) + \lambda 1(t-u)$, se face derivarea în raport cu λ, se ţine seama de condiţia (6.15) şi de condiţia că $1(t-u) \neq 0$, pentru $u < t$, şi se obţine în final

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h_0(t-v)\, \varphi_r(u-v)\, \mathrm{d}v = \varphi_{rd}(t-u), \text{ pentru } u < t, \tag{6.17}$$

unde $\varphi_r(u-v) = K_r(u-v)$ este funcţia de covariaţie (autocorelaţie) a semnalului recepţionat, iar $\varphi_{rd}(t-u) = K_{rd}(t-u)$ funcţia de covariaţie (corelaţie) mutuală a semnalului recepţionat cu semnalul dorit.

Dacă se face ipoteza ergodică, funcţiile de covariaţie corespund funcţiilor de corelaţie (autocorelaţie) şi pot fi calculate prin medieri temporare.

Punînd condiţia de realizabilitate a filtrului optimal

$$h_0(t-u) = 0, \text{ pentru } t < u, \tag{6.18}$$

şi făcînd înlocuirile $t = t - u$ şi $\tau = t - v$, se obţine

$$\int_{0}^{+\infty} h_0(\tau)\, \varphi_r(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau = \varphi_{rd}(t). \tag{6.19}$$

Această ecuaţie integrală este cunoscută sub numele de *ecuaţia lui Wiener-Hopf* şi determină funcţia de pondere a unui sistem linear optimal de estimare dacă se cunosc funcţiile de corelaţie a semnalului recepţionat şi de autocorelaţie dintre semnalul recepţionat şi mesajul dorit. Cunoscînd funcţia de pondere sau de răspuns la impuls a sistemului optimal, estimatul mesajului va fi, utilizînd notaţiile de mai sus,

$$\hat{\mathrm{d}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_0(\tau)\, r(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau. \tag{6.20}$$

6.3. FORMA NUMERICĂ (DISCRETĂ) A ECUAȚIEI LUI WIENER-HOPF
(ROBINSON și TREITEL, 1967)

În cazul reprezentării semnalelor sub forma discretă a unor serii de timp (vezi cap. 4), relația de estimare se poate scrie sub forma expresiei convoluției numerice :

$$\hat{d}_t = h_t \ast r_t = \sum_{\tau=0}^{n} h_\tau r_{t-\tau}, \tag{6.21}$$

în care $h_t = h_0, h_1, h_2, \ldots, h_n$ reprezintă cei $n + 1$ coeficienți ai operatorului filtrului de estimare, r_t seria de timp recepționată, iar $\hat{d}_t$ estimatul seriei de timp mesaj dorit.

Estimarea se face în condiția ca eroarea medie pătratică (dispersia erorii) să fie minimă :

$$I = \sigma_{\varepsilon_t}^2 = E\left\{\left(d_t - \sum_{\tau=0}^{n} h_\tau r_{t-\tau}\right)^2\right\}. \tag{6.22}$$

Minimizarea expresiei (6.22) poate fi realizată prin anularea derivatelor parțiale ale acesteia în raport cu coeficienții filtrului h_τ. Astfel, derivata parțială a lui I în raport cu h_1 este

$$\frac{\partial I}{\partial h_1} = 2\left[-\varphi_{dr}(1) + \sum_{\tau=0}^{n} h_\tau \varphi_r(1-\tau)\right], \tag{6.23}$$

unde $\varphi_{dr}(1) = E[d_t r_{t-1}]$ este coeficientul de corelație mutuală între seria semnalului dorit și a celui recepționat, corespunzător lui $\tau=1$, iar $\varphi_r(1-\tau) = E[r_{t-\tau} r_{t-1}]$ coeficientul de autocorelație al semnalului recepționat.

La fel se pot calcula derivatele parțiale în raport cu h_j ($j = 0, 1, 2, \ldots, n$), astfel încît se obține un sistem de $(n + 1)$ ecuații lineare, simultane, în coeficienții necunoscuți ai filtrului h_j :

$$\sum_{\tau=0}^{n} h_\tau \varphi_r(j-\tau) = \varphi_{dr}(j), \text{ pentru } j = 0, 1, 2, \ldots, n. \tag{6.24}$$

Acestea sînt așa-numitele *ecuații normale*, a căror soluție permite găsirea expresiei coeficienților filtrului, cunoscînd autocorelația $\varphi_r(\tau)$ a semnalului de la intrarea filtrului (semnalul recepționat) și corelația mutuală $\varphi_{dr}(\tau)$ dintre semnalul recepționat și mesajul dorit. Ele constituie *forma discretă a ecuației integrale Wiener-Hopf.*

6.4. SOLUȚIA ECUAȚIEI INTEGRALE WIENER-HOPF ÎN DOMENIILE FRECVENȚĂ ȘI TIMP (SPĂTARU, 1971, p. 335)

Soluția generală a ecuației integrale Wiener-Hopf este foarte greu de obținut. Se poate căuta o soluție particulară pentru o densitate spectrală de putere aproximată de o funcție rațională, pară, nenegativă:

$$\Phi(\omega) = p_r(\omega) = \mathcal{F}[\varphi_r(\tau)] \cong R(\omega) = \frac{F(\omega)}{G(\omega)}, \tag{6.25}$$

unde $p_r(\omega)$ este densitatea spectrală de putere pentru frecvențe pozitive a semnalului recepționat $r(t) = m(t) + n(t)$, iar $R(\omega)$ o funcție rațională pară nenegativă.

Dacă semnalul recepționat este *zgomot alb*, pentru care funcția de autocorelație este

$$\varphi_z(t - \tau) = \frac{N_0}{2}\,\delta(t - \tau), \tag{6.26}$$

și se consideră că densitatea spectrală de putere $\frac{N_0}{2} = 1$, soluția ecuației integrale Wiener-Hopf (6.19), și anume funcția pondere a filtrului optimal pentru zgomot alb, se poate obține direct:

$$h_{0w}(t) = \varphi_{zd}(t), \text{ pentru } t \geqslant 0,$$

$$h_{0w}(t) = 0, \qquad \text{pentru } t < 0, \tag{6.27}$$

unde $\varphi_{zd}(t)$ este funcția de corelație a semnalului dorit cu zgomotul alb.

În cazul general, se poate aplica semnalului cu densitate spectrală de putere $R(\omega)$ un *filtru de albire*, care transformă semnalul $r(t)$ în zgomot alb $z(t)$, acesta, la rîndul său, fiind trecut printr-un filtru optimal (fig. 6.3*a*), a cărui funcție de pondere este dată de ecuația (6.27) și a cărui funcție de transfer este $W(\omega)$.

Pentru ca operația de albire să nu afecteze estimatul $\hat{d}(t)$, este necesar ca filtrul optimal să fie compus din două filtre, din care unul cu funcția de transfer $W^{-1}(\omega)$ să facă operația inversă albirii (fig. 6.3*b*).

Astfel, filtrul optimal în raport cu zgomotul alb fiind determinat de relația (6.27), iar filtrul care face operația inversă albirii fiind cunoscut, rezultă că se poate determina funcția de pondere $h_0(t)$ a filtrului optimal pentru semnalul $r(t)$ cu o densitate spectrală de putere $R(\omega)$. Operația de albire nu se face efectiv, ea fiind introdusă numai ca o metodă de calcul al filtrului optimal.

Fără a intra în amănuntele rezolvării, soluția finală a ecuației Wiener—Hopf în domeniul timp este

$$h_0(t) = \int_0^{+\infty} \varphi_{zd}(\tau)\, w(t - \tau)\, \mathrm{d}\tau, \tag{6.28}$$

în care $w(\tau)$ este funcția de pondere a filtrului de albire, dată de relația

$$w(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{j\omega\tau}}{R(\omega)} \, d\omega, \tag{6.29}$$

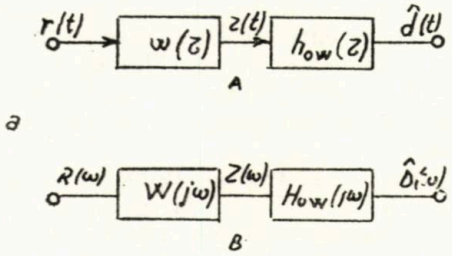


Fig. 6.3. — Soluția filtrului Wiener: *a* — filtrul de „albire" și filtrul optimal (*A* — reprezentarea în domeniul timp; *B* — reprezentarea în domeniul frecvență).

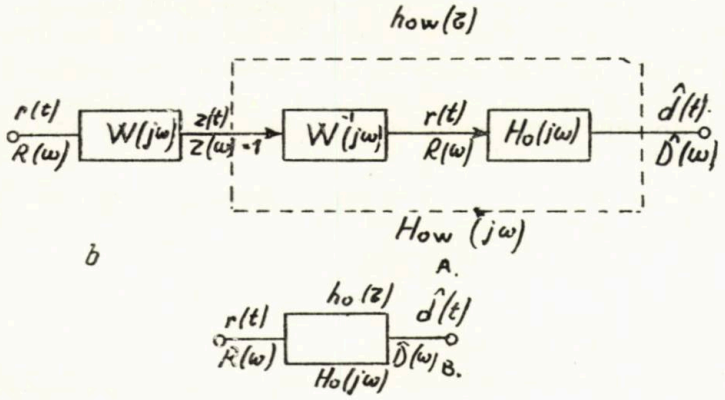


Fig. 6.3. — Soluția filtrului Wiener: *b* — structura unui filtru optimal (*A* — schemă fictivă cu filtru de „albire"; *B* — schema reală).

iar $\varphi_{zd}(\tau)$ funcția de corelație mutuală între semnalul zgomot alb și semnalul dorit, dată de relația

$$\varphi_{zd}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{rd}(t) \, w^{(-)}(\tau - t) \, dt, \tag{6.30}$$

unde $w^{(-)}(\tau - t)$ reprezintă partea din funcția pondere a filtrului de albire, a cărei funcție de transfer este $W^*(\omega)$, adică conjugata complexă a funcției de transfer realizabile $W(\omega)$; $W^*(\omega)$ are toți polii în semiplanul $p = \sigma + j\omega$ drept, respectiv în semiplanul $\lambda = \omega + j\sigma$ inferior.

6.5. REZOLVAREA NUMERICĂ A ECUAȚIEI WIENER-HOPF, CU APLICAȚII

Rezolvarea numerică a ecuației filtrelor optimale poate fi făcută prin metodele clasice de rezolvare a sistemului de ecuații normale (6.2.4). Totuși, pentru un număr destul de mare de date, această rezolvare este destul de dificilă, necesitînd calculatoare numerice cu capacități de memorare excesiv de mare. Sînt date o serie de metode auxiliare, cum ar fi cea dată de Levinson (1947), în care sistemul este redus la unul mai simplu pe baza proprietăților de simetrie a ecuațiilor normale sau metode de rezolvare recursivă (Shanks, 1967). De asemenea, în capitolul 7 este descrisă metoda variabilei de stare, în care ecuația integrală este redusă la o ecuație diferențială matriceală.

Se poate arăta (Peacock și Treitel, 1969) că rezolvarea formei numerice a ecuației Wiener-Hopf se reduce la un operator de predicție (vezi cap. 4), cu distanța de predicție unitară. Alte metode de rezolvare a ecuației și de proiectare a filtrelor numerice sînt date în Treitel și Robinson (1966).

În cele ce urmează se vor da două exemple simplificate de filtrare numerică inversă: una aplicabilă la restaurarea semnalului seismic, iar cealaltă la cea a înregistrărilor geofizice de sondă.

Astfel se consideră (Robinson și Treitel, 1967) că semnalul de intrare reprezintă o formă de undă seismică elementară, cu lungimea egală cu două eșantioane (r_0, r_1). Prin aplicarea unui operator de filtrare cu doi coeficienți (h_0, h_1) se pune problema determinării estimatului $(\hat{d}_0, \hat{d}_1, \hat{d}_2)$, cu lungimea 3 eșantioane, care să aproximeze impulsul unitar $(d_0, d_1, d_2) = (1,0,0)$, care reprezintă semnalul dorit, corespunzător unui impuls de reflecție seismică (fig. 6.4*a*).

Estimatul $\hat{d}_t$ este obținut în urma convoluției semnalului de intrare r_t cu funcția de pondere h_t:

$$\hat{d}_t = r_t \ast h_t$$

sau

$$(\hat{d}_0, \hat{d}_1, \hat{d}_2) = (r_0, r_1) \ast (h_0, h_1) = (r_0 h_0, r_1 h_0 + r_0 h_1, r_1 h_1).$$

Determinarea coeficienților filtrului se realizează prin minimizarea expresiei erorii medii pătratice:

$$I = E\,[(d_t - \hat{d}_t)^2] = (d_0 - \hat{d}_0)^2 + (d_1 - \hat{d}_1)^2 + (d_2 - \hat{d}_2)^2 =$$

$$= (d_0 - r_0 h_0)^2 + (d_1 - r_1 h_0 - r_0 h_1)^2 + (d_2 - r_1 h_1)^2.$$

Egalînd cu zero derivatele parțiale ale lui I în raport cu h_0 și h_1, se obține sistemul de ecuații lineare normale:

$$h_0 (r_0^2 + r_1^2) + h_1 (r_0 r_1) = d_0 r_0 + d_1 r_1,$$

$$h_0 (r_1 r_0) + h_1 (r_0^2 + r_1^2) = d_1 r_0 + d_2 r_1,$$

Fig. 6.4. — Exemplu de filtraj Wiener pentru un puls (2,1).

care pot fi de asemenea scrise sub forma particulară a ecuației (6.24), pentru $j = 0,1$:

$$\varphi_r(0)\, h_0 + \varphi_r(1)\, h_1 = \varphi_{dr}(0),$$

$$\varphi_r(1)\, h_0 + \varphi_r(0)\, h_1 = \varphi_{dr}(1).$$

Dacă se consideră un exemplu numeric în care $r_t = (2,1)$ și $d_t = (1,0,0)$ și se caută un filtru cu lungimea $2(h_0, h_1)$ care să execute conversia semnalului de intrare (2,1) într-un impuls unitar cu întîrziere zero în raport cu intrarea, ecuațiile normale devin

$$5h_0 + 2h_1 = 2,$$

$$2h_0 + 5h_1 = 0,$$

care au ca soluție coeficienții filtrului Wiener:

$$h_i = (h_0,\ h_1) = \left(\frac{10}{21},\ -\frac{4}{21}\right),$$

astfel încît semnalul de ieșire (estimatul semnalului dorit) are forma

$$\hat{d}_i = (\hat{d}_0,\ \hat{d}_1,\ \hat{d}_2) = (2,1) \ast \left(\frac{10}{21},\ -\frac{4}{21}\right) = \left(\frac{20}{21},\ \frac{2}{21},\ -\frac{4}{21}\right),$$

pentru care corespunde o eroare medie pătratică

$$I_{\min} = \left(1 - \frac{20}{21}\right)^2 + \left(0 - \frac{2}{21}\right)^2 + \left[0 - \left(-\frac{4}{21}\right)\right]^2 = \frac{1}{21} = 0{,}048,$$

ceea ce asigură o estimare destul de bună a semnalului dorit.

Tot în figurile 6.4 *b*—*d* sînt date cîteva exemple de filtrare inversă, în care semnalul dorit este întîrziat, sau lungimea semnalului dorit are două eșantioane, iar în figurile 6.4 *e*—*g* un caz real de filtrare Wiener a unei unde elementare seismice (tip Ricker). În fine, în figura 6.5 este dat un

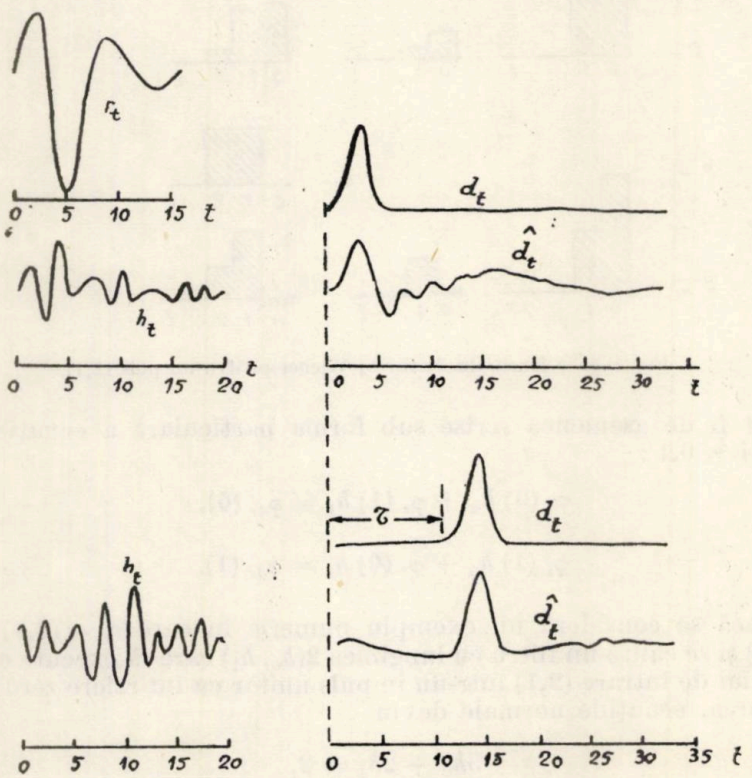


Fig. 6.5. — Exemplu de filtraj Wiener a unei unde seismice Ricker.

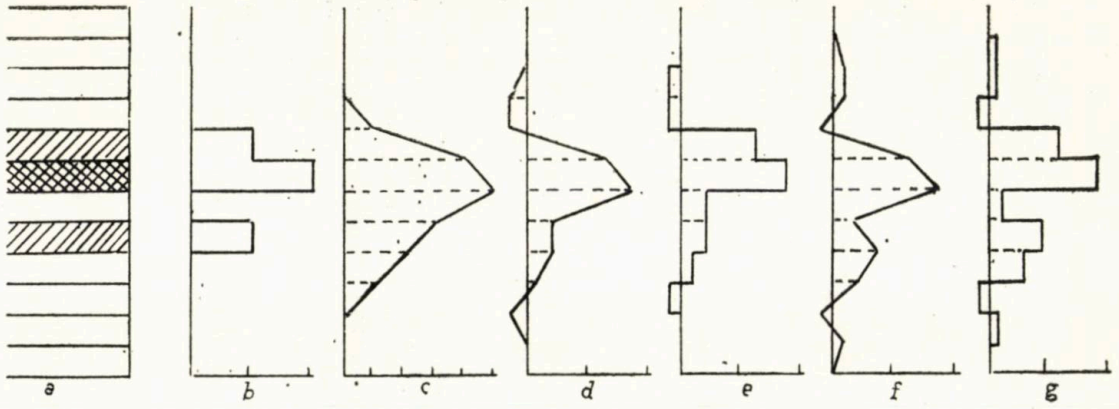


Fig. 6.6. — Deconvoluţia Wiener a unei înregistrări gama.

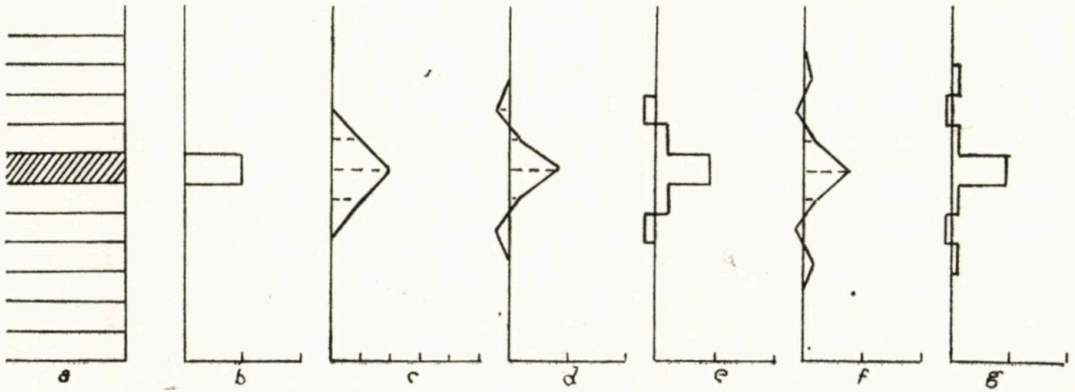


Fig. 6.7. — Efectul filtrului de deconvoluţie Wiener asupra unei înregistrări.

exemplu de filtrare inversă (de convoluție), cu ajutorul unui filtru Wiener a unui profil simplu care reprezintă o curbă de intensitate gama naturală a unei succesiuni de strate (Meder, 1971). Aplicarea tehnicii de filtrare este identică cu cea de mai sus. Succesiunea de strate este prezentată în fig. 6.6*a*, în timp ce în 6.6*b* se prezintă profilul real de radioactivitate. În figura 6.6*c* se poate observa profilul real (simplificat) înregistrat cu ajutorul unui dispozitiv de investigație gama (reprezentarea funcțională a sistemului de detecție gama a fost aleasă în mod intenționat simplă; ea are în mod normal forma unei curbe-clopot; de asemenea nu se iau în considerare zgomotele de fluctuații statistice). Prezentarea funcțională filtrată cu ajutorul unui operator de filtrare Wiener cu trei, respectiv cinci eșantioane este dată în figura 6.6*d* și, respectiv 6.6*f*, în timp ce distribuția reconstituită cu ajutorul filtrului Wiener invers este dată în 6.6 *e*, respectiv 6.6*g*.

În figura 6.7 se prezintă un caz asemănător de reconstituire a unei înregistrări filtrate de sistemul de măsură cu ajutorul unui operator invers de 3, respectiv 5 puncte.

7. METODA VARIABILEI DE STARE ȘI FILTRE KALMAN PENTRU RESTAURAREA SEMNALELOR

S-a văzut că operația executată asupra unui semnal recepționat în scopul eliminării efectelor nedorite de filtrare, introducere de dispozitivul de măsură sau de investigație este cunoscută sub numele de *restaurarea semnalului sau filtrarea inversă* (prezentată în cuprinsul capitolului 6). Această operație are ca efect îmbunătățirea formei măsurătorilor netezite, date de dispozitivele cu efect inerțial mare sau cu efect de mediere a valorilor măsurate.

Modelul sistemului pentru realizarea filtrelor inverse este prezentat în figura 7.1, în care semnalul original $s(t)$ este aplicat filtrului de netezire

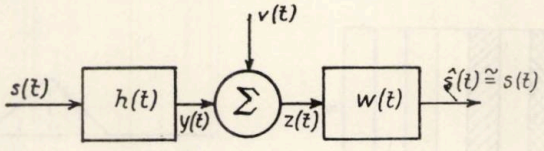


Fig. 7.1. — Model de sistem pentru proiectarea filtrelor inverse.

cu funcția de răspuns la impuls $h(t)$, care reprezintă dispozitivul de măsură. Se consideră cunoscută apriori valoarea acestei funcții răspuns. Semnalul de ieșire al dispozitivului de măsură este obținut din convoluția funcției de răspuns la impuls cu semnalul de intrare :

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau)\, h(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau = s(t) \ast h(t). \qquad (7.1)$$

Acestui semnal i se adaugă, în general, o perturbație aditivă $v(t)$, astfel că semnalul măsurat are forma $z(t) = y(t) + v(t)$.

Problema care se pune este determinarea funcției de transfer $w(t)$ a filtrului, astfel încît semnalul la ieșire $\hat{s}(t)$ să aproximeze cît mai bine semnalul de intrare [$\hat{s}(t)$ este estimatul semnalului $s(t)$], respectiv eroarea de estimare

$$\tilde{x} = \hat{s}(t) - s(t)$$

să fie cît mai mică.

În §6 au fost enumerate cîteva variante de rezolvare a acestei probleme. În cele ce urmează se va descrie o metodă a *variabilei de stare*, metodă care este aplicabilă în cele mai diverse probleme de filtrare inversă

7.1. VARIABILA DE STARE

Conceptul de variabilă de stare a fost introdus de Kalman și Bucy (1960, 1961) și se referă la rezolvarea problemei filtrării inverse prin reprezentarea sistemelor lineare sub forma unor ecuații diferențiale matriceale de ordinul I. Referiri la metoda variabilei de stare sînt date în: Spătaru (1971), Kuh și Roher (1965), iar descrierea aplicării metodei la semnale reprezentînd informații geofizice în Bayless și Brigham (1970).

Conceptul de variabilă de stare pleacă de la ideea că *starea* unui sistem poate fi considerată a fi *cantitatea minimă de informație* necesară și suficientă la orice moment pentru a caracteriza comportarea ulterioară a sistemului. În cazul unui sistem fizic sau numeric de filtraj, *stările* sistemului sînt date de setul de condiții inițiale *independente* (sau o transformare liniară nesingulară a acestora) pe care le primește sistemul. Astfel, stările (condițiile inițiale la timpul t_0) și excitația (semnalul de intrare în sistem) determină complet răspunsul sistemului (de la timpul t_0 înainte) care poate fi caracterizat prin variabilele de stare.

Metoda variabilei de stare (sau a spațiului stărilor) se bazează, în principiu, pe enunțarea unei probleme sub forma unor ecuații diferențiale particulare și rezolvarea acestor ecuații. În particular, sistemele liniare sînt reprezentate printr-un set de ecuații diferențiale de ordinul I, care, împreună cu condițiile inițiale, definesc în mod univoc comportarea sistemului.

Pentru exemplificare se consideră un sistem linear invariant simplu (un filtru linear), compus dintr-o inductanță L și o rezistență R (fig. 7.2*a*). Sistemul de ecuații diferențiale care descrie sistemul și semnalul de la ieșirea sistemului este

$$u(t) = L\frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} + Ri(t),$$

$$y(t) = Ri(t). \qquad (7.2)$$

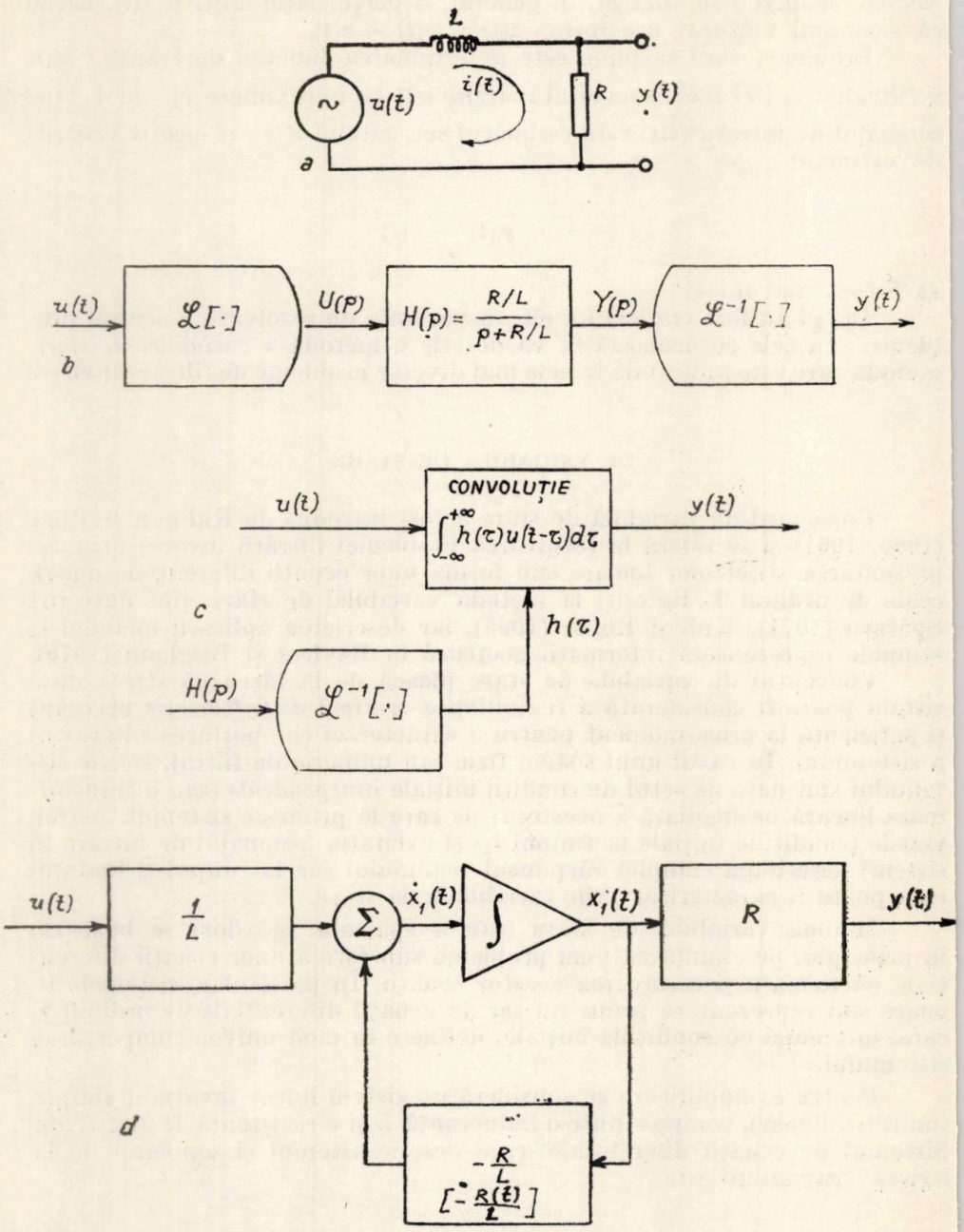


Fig. 7.2. — Sistem linear modelat prin variabila de stare :
a — exemplu de filtru linear (sistem linear invariant în timp) ; *b* — realizarea funcției de transfer prin transformata Laplace ; *c* — realizarea funcției de transfer prin convoluție ; *d* — modelarea prin variabila de stare.

Se caută o soluție pentru ieșirea $y(t)$ valabilă la orice intrare $u(t)$.

Metoda clasică de rezolvare constă în transformarea perechii de ecuații (7.2) cu ajutorul transformatei Laplace, astfel încît devine

$$\mathcal{L}[u(t)] = \mathcal{L}\left[L\frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t}\right] + \mathcal{L}[Ri(t)]$$

$$\mathcal{L}[y(t)] = \mathcal{L}[Ri(t)] \tag{7.3}$$

sau, cu condițiile inițiale presupuse zero,

$$U(p) = LpI(p) + RI(p),$$

$$Y(p) = RI(p), \tag{7.4}$$

unde $p = \sigma + j\omega$ reprezintă frecvența complexă.

Din aceste ecuații se deduce funcția de transfer $H(p)$, care raportează transformatele semnalelor de intrare și de ieșire ale sistemului linear:

$$H(p) = \frac{Y(p)}{U(p)} = \frac{R/L}{p + R/L}. \tag{7.5}$$

Evaluarea semnalului la ieșirea sistemului linear prin analiza în *domeniul transformatelor* sau în *domeniul frecvență* constă în (fig. 7.2*b*):

— formarea transformatei semnalului de la intrare;

— multiplicarea transformatei cu funcția de transfer $H(p)$ și obținerea transformatei semnalului de ieșire;

— determinarea semnalului de ieșire prin aplicarea transformatei Laplace inverse $\mathcal{L}^{-1}[\ldots]$.

Metoda este utilizabilă cînd sistemul de ecuații diferențiale are coeficienți constanți.

Aceeași evaluare se poate realiza prin convoluție (fig. 7.2*c*) (*în domeniul timp*):

—determinarea semnalului de ieșire $y(t)$ prin convoluția răspunsului la impuls al sistemului cu semnalul de intrare (funcția de răspuns la impuls reprezintă transformata Laplace inversă a funcției de transfer).

Conceptul de *variabilă de stare* oferă o soluție în domeniul timp pentru ecuațiile care caracterizează comportarea sistemului, respectiv o realizare în domeniul timp a funcției de transfer $H(p)$.

Dacă se notează: $x_1(t) = i(t)$ — curentul din circuitul RL și

$$\dot{x}_1(t) = \frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t}, \tag{7.6}$$

ecuațiile diferențiale (7.2) pot fi scrise

$$\dot{x}_1(t) = -\frac{R}{L}x_1(t) + \frac{1}{L}u(t),$$

$$y(t) = Rx_1(t). \tag{7.7}$$

Variabila $x_1(t)$ devine *variabila de stare* a sistemului din exemplu, întrucît asigură descrierea completă a acestuia la timpul t. De exemplu, dacă este cunoscut curentul $i(t)$ la timpul t, este cunoscut și semnalul de la ieșire la același timp t. Întrucît t poate lua orice valori, se caută o soluție continuă pentru variabila de stare. O astfel de soluție poate fi obținută prin modelarea pe un calculator analogic a perechii de ecuații conținînd

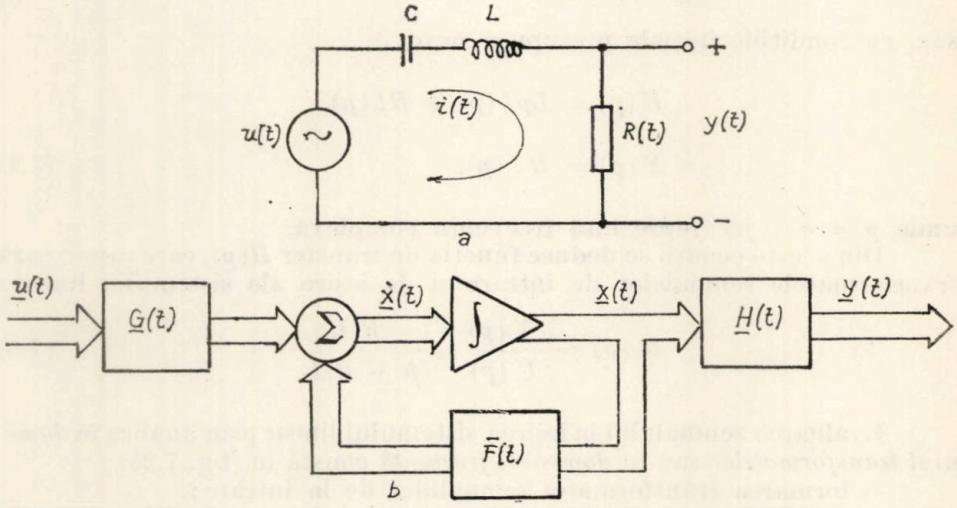


Fig. 7.3. — Sistem variant de ordinul II modelat prin variabila de stare.

variabila de stare (fig. 7.2*d*). În rezolvarea problemei prin metoda variabilei de stare, sistemul de ecuații diferențiale poate avea coeficienți variabili în timp. De exemplu, dacă $R = R(t)$, avem

$$\dot{x}_1(t) = -\frac{R(t)}{L} x_1(t) + \frac{1}{L} u(t),$$

$$y(t) = R(t)\, x_1(t). \tag{7.8}$$

Problema coeficienților variabili în timp este mai complexă, dar rezolvarea prin metoda variabilei de stare o simplifică, prin faptul că ecuațiile și modelarea analogică au aceeași formă, ceea ce reprezintă un aspect important al metodei : aplicabilitatea la sistemele variante în timp, forma rezolvării fiind aceeași.

Un alt exemplu poate fi dat pe un sistem variant în timp de ordinul II (fig. 7.3*a*), a cărui ecuație este

$$u(t) = \frac{1}{C}\int i(t)\mathrm{d}t + L\,\frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} + R(t)\, i(t). \tag{7.9}$$

Variabilele de stare pot fi definite astfel:

$$x_1(t) = \int i(t)\,\mathrm{d}t = q \quad \text{(sarcina electrică)}, \tag{7.10}$$

$$x_2(t) = \frac{\mathrm{d}x_1(t)}{\mathrm{d}t} = \dot{x}_1(t) = i \quad \text{(curentul)}, \tag{7.11}$$

astfel că ecuația (7.9) devine

$$u(t) = \frac{1}{C}\,x_1(t) + L\dot{x}_2(t) + R(t)\,x_2(t) \tag{7.12}$$

sau, ținînd seama de (7.11)

$$\dot{x}_1(t) = x_2(t),$$

$$\dot{x}_2(t) = -\frac{R(t)}{L}\,x_2(t) - \frac{1}{LC} - x_1(t) + \frac{1}{L}\,u(t). \tag{7.13}$$

Se obține perechea de ecuații diferențiale în termenii variabilei de stare, ceea ce se poate scrie sub formă matriceală:

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_1(t) \\ \\ \dot{x}_2(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \\ -\dfrac{1}{LC} & -\dfrac{R(t)}{L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(t) \\ \\ x_2(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \\ \dfrac{1}{L} \end{bmatrix} u(t) \tag{7.14}$$

sau, în general,

$$\underline{\dot{x}}(t) = \underline{F}(t)\,\underline{x}(t) + \underline{G}(t)\,\underline{u}(t), \tag{7.15}$$

unde toate matricele au fost determinate din inspectarea ecuației (7.14). Coeficientul matriceal $\underline{F}(t)$ definește în mod complet caracteristicile sau „dinamica" sistemului, iar coeficientul $\underline{G}(t)$ descrie modul de intrare în sistem a funcției de „excitație".

Semnalul de ieșire va fi

$$y(t) = R(t)\,i(t) = R(t)\,x_2(t),$$

respectiv în forma generală matriceală:

$$\underline{y}(t) = \underline{H}(t)\,\underline{x}(t), \tag{7.16}$$

unde matricea $\underline{H}(t)$ descrie modul de observare a ieșirii din sistem; matricea $\underline{x}(t)$ reprezintă vectorul de stare, iar matricea $\underline{y}(t)$ vectorul de observație.

Sistemul de ecuaţii (7.15) — (7.16) defineşte nu numai comportarea sistemului linear de ordinul II din exemplu, dar, în general, descrie reprezentarea în variabilă de stare a oricărui sistem linear variant în timp :

$$\underline{\dot{x}}(t) = \underline{F}(t)\,\underline{x}(t) + \underline{G}(t)\,\underline{u}(t),$$

$$\underline{y}(t) = \underline{H}(t)\,\underline{x}(t). \tag{7.17}$$

Această reprezentare generalizată în domeniul timp este analogă reprezentării cu ajutorul funcţiei de transfer $H(p)$ sau a funcţiei de răspuns la impuls $h(t)$. De notat uşurinţa cu care sînt incluse în reprezentarea prin variabila de stare sistemele variante în timp şi multidimensionale. Modelarea pe calculatorul analogic este exemplificată în fig. 7.3*b* (în care liniile duble reprezintă cantităţi vectoriale).

Pe baza acestui concept al variabilelor de stare au fost realizate *filtrele Kalman* pentru estimarea semnalelor supuse acţiunii perturbaţiilor.

7.2. MODELAREA PROCESELOR ALEATORII

În cazul semnalelor de natură aleatorie, pentru determinarea procedeelor optime de estimare a acestora pe fondul unei perturbaţii de măsură, este necesară specificarea într-un mod oarecare a unei cunoaşteri apriori a caracteristicilor semnalului şi perturbaţiei. Filtrul Kalman se bazează pe o variantă în care se presupune că un proces aleatoriu este modelat sub forma semnalului de ieşire a unei sistem linear, la a cărui intrare se aplică un zgomot „alb" (vezi § 4 şi 6).

Dacă un semnal $u(t)$ cu funcţia de densitate spectrală de puteri $\Phi_u(\omega)$ reprezintă intrarea unui sistem cu funcţia de transfer $H(\omega)$, atunci semnalul de la ieşire $y(t)$ va avea o funcţie de densitate spectrală de putere :

$$\Phi_y(\omega) = |H(\omega)|^2 \Phi_u(\omega). \tag{7.18}$$

S-a arătat în capitolul 4 că, dacă $u(t)$ este un proces de zgomot alb, atunci $\Phi_u(\omega) = 1$ şi deci

$$\Phi_y(\omega) = |H(\omega)|^2. \tag{7.19}$$

De asemenea s-a arătat că, dacă $\Phi_y(\omega)$ reprezintă spectrul de putere al unui proces aleatoriu nedeterminist, acesta poate fi descompus întotdeauna în factori :

$$\Phi_y(\omega) = H(\omega)\,H^*(\omega), \tag{7.20}$$

în care $H(\omega)$ nu conţine nici un zero sau pol în semiplanul complex inferior, constituind funcţia de transfer a unui sistem linear realizabil, de fază minimă. În felul acesta, procesul $y(t)$ poate fi vizualizat ca fiind generat de trecerea unui semnal aleatoriu $u(t)$ cu spectrul $\Phi_u(\omega) = 1$ printr-un

sistem linear cu funcția de transfer $H(\omega)$. De asemenea există posibilitatea de a reprezenta valoarea medie și funcția de autocorelație a unui proces aleator sub forma unui sistem linear excitat de un zgomot alb (fig. 7.4*a*). S-a arătat, pe de altă parte, în § 7.1 că formularea prin variabila de stare reprezintă tocmai o realizare în domeniul timp a funcției de transfer $H(\omega)$. Prin urmare, există posibilitatea de a modela procesele aleatorii, conform figurii 7.4*b*, prin metoda de reprezentare a variabilei de stare. Intrarea

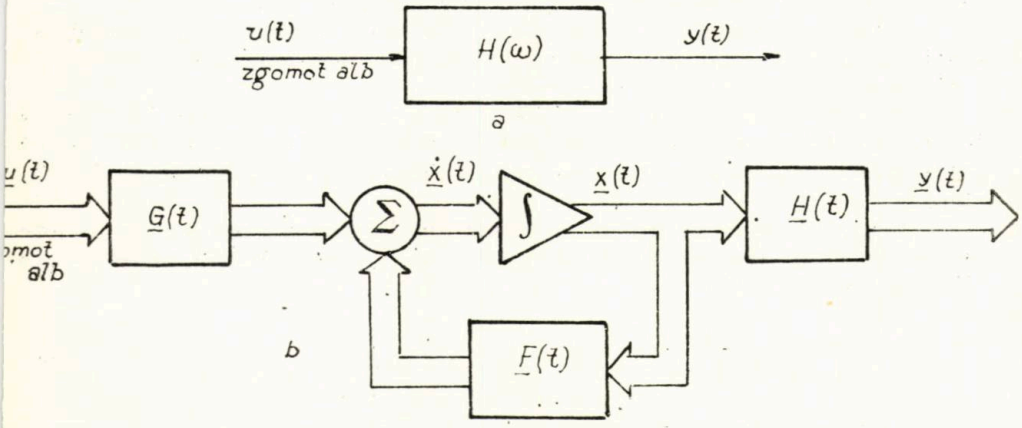


Fig. 7.4. — Model de proces aleatoriu obținut prin trecerea unui zgomot alb.

$\underline{u}(t)$ reprezintă un proces de zgomot alb, iar ieșirea $\underline{y}(t)$ un semnal aleatoriu cu spectrul de putere dorit. Se face observația că pot fi modelate și procese aleatoare nestaționare, întrucît matricele $\underline{F}(t)$, $\underline{G}(t)$ și $\underline{H}(t)$ sînt în general, cantități variante în timp.

7.3. SINTETIZAREA FILTRELOR KALMAN

S-a arătat în capitolul 6 că problema generală a filtrării inverse este următoarea : fiind dat un semnal măsurat,

$$z(t) = x(t) + v(t), \tag{7.21}$$

unde $x(t)$ este procesul aleatoriu „mesaj", iar $v(t)$ perturbația de măsură, să se determine filtrul invers optim $h_0(t)$, astfel încît eroarea dintre semnalul de la ieșirea filtrului $\hat{x}(t)$, care reprezintă estimatul semnalului dorit $x(t)$, și acest semnal să fie minimă (fig. 7.5*a*).

Soluția acestei probleme este exprimată în funcție de răspunsul la impuls al filtrului optim, $h_0(t)$:

$$\hat{x}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_0(\tau) z(t - \tau) \mathrm{d}\tau, \tag{7.22}$$

unde funcția de răspuns la impuls $h_0(t)$ trebuie să satisfacă *ecuația integrală a lui Wiener-Hopf*:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h_0(\tau)\,\varphi_z(t-\tau)\,\mathrm{d}\tau = \varphi_{xz}(t), \quad \text{pentru} \quad t \geqslant 0, \tag{7.23}$$

unde φ_z este funcția de autocorelație a semnalului $z(t)$, iar φ_{xz} funcția de autocorelație mutuală a semnalelor $x(t)$ și $z(t)$ (vezi cap. 6).

Se presupune cunoscută apriori o descriere statistică a semnalului aleatoriu staționar $x(t)$ și a zgomotului, de asemenea cu caracter aleatoriu staționar, $v(t)$.

S-a văzut că evaluarea analitică sau numerică a ecuației integrale a lui Wiener-Hopf este extrem de laborioasă și, în orice caz, teoria clasică a lui Wiener este valabilă numai pentru sisteme staționare, monodimensionale.

Pentru sisteme complexe n-dimensionale, în prezența unor zgomote complexe și a unor procese aleatorii *nestaționare*, ecuația generalizată Wiener-Hopf devine

$$\int_{t_0}^{t} \underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{\varphi}_z(\tau,\,\sigma)\,\mathrm{d}\tau = \underline{\varphi}_{zx}(t,\,\sigma), \quad \text{pentru} \quad t_0 \leqslant \sigma \leqslant t, \tag{7.24}$$

iar ecuația de estimare

$$\underline{\hat{x}}(t) = \int_{t_0}^{t} \underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{z}(t,\,\tau)\,\mathrm{d}\tau, \tag{7.24'}$$

unde $\underline{h}_0(t,\tau)$ este funcția de pondere sau răspunsul la impuls unitar pentru sisteme lineare nestaționare.

Prin metoda Kalman, ecuația integrală (7.24), a cărei soluție este extraordinar de laborioasă, este convertită într-o ecuație diferențială adaptabilă unei soluții prin metode numerice, prin care filtrul optim poate fi specificat și sintetizat în întregime.

Din motive de generalizare, se scrie ecuația (7.21), care definește semnalul măsurat, sub formă matriceală, pentru a include procesele aleatoare multidimensionale:

$$\underline{z}(t) = \underline{y}(t) + \underline{v}(t) = \underline{H}(t)\,\underline{x}(t) + \underline{v}(t), \tag{7.25}$$

unde matricea $\underline{H}(t)$ a fost introdusă pentru a se putea ține seama de posibilitatea de observare în măsurătoarea $\underline{z}(t)$ a diferitelor combinații lineare a componenților vectorului $\underline{x}(t)$.

După cum s-a văzut, procesul de mesaj aleatoriu $\underline{y}(t)$ poate fi modelat de către un sistem linear, excitat cu un zgomot alb, adică

$$\dot{\underline{x}}(t) = \underline{F}(t)\,\underline{x}(t) + \underline{G}(t)\,\underline{u}(t), \tag{7.26}$$

$$\underline{y}(t) = \underline{H}(t)\,\underline{x}(t), \tag{7.26'}$$

care dă structura sistemului din figura 7.4.

Procesul aleatoriu $\underline{u}(t)$, care generează modelul de mesaj, și procesul de zgomot aditiv $\underline{v}(t)$ sînt presupuse a fi procese aleatorii de medie zero și cu funcțiile de corelație mutuală (procese necorelate reciproc):

$$\underline{\varphi}_{uv}(t,\tau) = E[\underline{u}(t)\,\underline{v}^T(\tau)] = 0,$$

$$\underline{\varphi}_{uz}(t,\tau) = E[\underline{u}(t)\,\underline{z}^T(\tau)] = 0, \tag{7.27}$$

în timp ce funcțiile de autocorelație sînt

$$\underline{\varphi}_u(t,\tau) = E[\underline{u}(t)\,\underline{u}^T(\tau)] = \underline{Q}(t)\,\delta(t-\tau),$$

$$\underline{\varphi}_v(t,\tau) = E[\underline{v}(t)\,\underline{v}^T(\tau)] = R(t)(\delta(t-\tau), \tag{7.27'}$$

unde indicele $\ldots^T$ reprezintă transpusa unei matrice. Funcțiile de autocorelație din ecuația (7.27*b*) sînt deduse din considerentele făcute pentru semnalele de bandă largă (vezi cap. 1).

Ecuațiile (7.25) și (7.26) definesc modelul de mesaj și de zgomot de măsură aditiv. Presupunerea că procesul de zgomot aditiv este de tip zgomot alb nu constituie o restricție; cazul de zgomot colorat este ușor de inclus prin simpla scriere a lui $v(t)$ ca semnalul de ieșire al unui sistem linear excitat de un zgomot alb.

Ecuațiile de filtrare Kalman pot fi obținute din ecuațiile (7.24)—(7.27):

a) Prin înmulțirea la dreapta a ambilor termeni ai ecuației (7.26) cu $\underline{z}^T(\sigma)$ și determinarea valorilor medii (așteptărilor matematice), se obține

$$E\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\underline{x}(t)\,\underline{z}^T(\sigma)\right] = \underline{F}(t)\,E[\underline{x}(t)\underline{z}^T(\sigma)] + \underline{G}(t)E[\underline{u}(t)\underline{z}^T(\sigma)] \tag{7.28}$$

și, ținînd seama de (7.27),

$$\frac{\partial}{\partial t}[\underline{\varphi}_{xz}(t,\sigma)] = \underline{F}(t)\,\underline{\varphi}_{xz}(t,\sigma). \tag{7.29}$$

b) Prin înmulțirea la dreapta a ambilor termeni ai ecuației (7.25) cu $\underline{z}^T(\tau)$ și determinarea valorilor medii (așteptărilor matematice), se obține:

$$E[\underline{z}(t)\underline{z}^T(\tau)] = \underline{H}(t)E[\underline{x}(t)\underline{z}^T(\tau)] + E[\underline{v}(t)\underline{z}^T(\tau)]$$

sau, ținînd seama de (7.27),

$$\underline{\varphi}_z(t,\tau) = \underline{H}(t)\underline{\varphi}_{xz}(t,\tau). \tag{7.30}$$

c) Se derivează partea din stînga a ecuației (7.24) în raport cu t:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{t_0}^{t} \underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{\varphi}_z(\tau,\sigma)\mathrm{d}\tau = \underline{h}_0(t,t)\,\underline{\varphi}_z(t,\sigma) + \int_{t_0}^{t} \frac{\partial}{\partial t}\underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{\varphi}_z(\tau,\sigma)\,\mathrm{d}\tau,$$

din care, prin substituţia ecuaţiei (7.30), se obţine

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{t_0}^{t} \underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{\varphi}_z(\tau,\sigma)\,\mathrm{d}\tau = \underline{h}_0(t,t)\,\underline{H}(t)\,\underline{\varphi}_{xz}(t,\sigma) + \int_{t_0}^{t} \frac{\partial}{\partial t}\underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{\varphi}_z(\tau,\sigma)\,\mathrm{d}\tau. \tag{7.31}$$

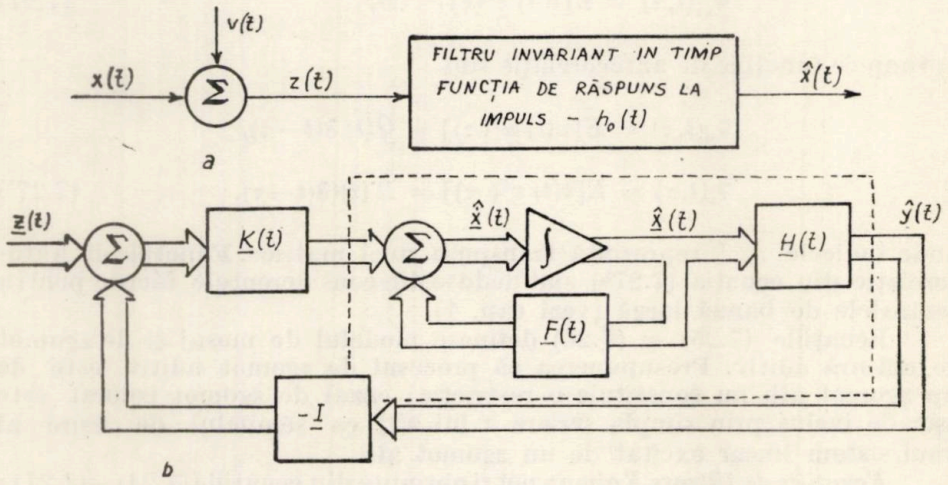


Fig. 7.5. — Problema clasică a lui Wiener (*a*) şi structura unui sistem optim de filtru Kalman pentru estimarea continuă a semnalelor (*b*).

d) Se derivează în raport cu t ecuaţia (24):

$$\frac{\partial}{\partial t}\int \underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{\varphi}_z(\tau,\sigma)\,\mathrm{d}\tau = \frac{\partial}{\partial t}\left[\underline{\varphi}_{xz}(t,\sigma)\right]$$

şi, ţinînd seama de ecuaţiile (7.29) şi (7.30), se obţine

$$\left[\underline{F}(t) - \underline{h}_0(t,t)\,\underline{H}(t)\right]\underline{\varphi}_{xz}(t,\sigma) - \int_{t_0}^{t} \frac{\partial}{\partial t}\underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{\varphi}_z(\tau,\sigma)\,\mathrm{d}\tau = 0. \tag{7.32}$$

e) În final, prin substituirea lui $\underline{\varphi}_{xz}(t,\sigma)$ în ecuaţia (7.32) prin relaţia de definiţie (7.24), se obţine

$$\int_{t_0}^{t}\left[\underline{F}(t)\,\underline{h}_0(t,\tau) - \underline{h}_0(t,t)\,\underline{H}(t)\,\underline{h}_0(t,\tau) - \frac{\partial}{\partial t}\underline{h}_0(t,\tau)\right]\underline{\varphi}_z(\tau,\sigma)\mathrm{d}\tau = 0. \tag{7.33}$$

Întrucît $\varphi_z(\tau,\sigma)\,\mathrm{d}\tau \neq 0$, ecuaţia integrală (7.33) este în mod sigur satisfăcută dacă $\underline{h}_0(t,\tau)$ satisface ecuaţia diferenţială

$$\frac{\partial}{\partial t}\underline{h}_0(t,\tau) = \underline{F}(t)\,\underline{h}_0(t,\tau) - \underline{h}_0(t,t)\,\underline{H}(t)\,\underline{h}_0(t,\tau). \tag{7.34}$$

Astfel, este necesar și suficient ca răspunsul la impuls optim, $\underline{h}_0(t,\tau)$, în așa fel încît eroarea de estimare să fie minimă, este ca aceasta să satisfacă ecuația (7.34); în modul acesta, ecuația integrală (7.24) s-a redus la o ecuație diferențială (7.34).

f) Pentru a determina ecuațiile de filtrare optime se derivează în raport cu t ecuația de estimare (7.24′):

$$\frac{d\underline{\hat{x}}(t)}{dt} = \underline{h}_0(t,t)\,\underline{z}(t) + \int_{t_0}^{t} \frac{\partial}{\partial t}\underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{z}(\tau)\,d\tau. \tag{7.35}$$

Prin substituirea lui $\frac{\partial}{\partial t} h_0(t,\tau)$ din ecuația (7.34) în ecuația (7.35) se obține

$$\frac{d\underline{\hat{x}}(t)}{dt} = \underline{h}_0(t,t)\,\underline{z}(t) + \underline{F}(t)\int_{t_0}^{t} \underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{z}(\tau)\,d\tau - \underline{h}_0(t,t),\,\underline{H}(t)\int_{t_0}^{t} \underline{h}_0(t,\tau)\,\underline{z}(\tau)\,d\tau. \tag{7.36}$$

Dacă se efectuează înlocuirea

$$\underline{K}(t) \triangleq \underline{h}_0(t,t)$$

și se execută substituirea ecuației (7.24′) în ecuația (7.36), se obține *ecuația de filtrare Kalman pentru estimații continue*:

$$\frac{d\underline{\hat{x}}(t)}{dt} = \underline{K}(t)\,\underline{z}(t) + \underline{F}(t)\,\underline{\hat{x}}(t) - \underline{K}(t)\,\underline{H}(t)\,\underline{\hat{x}}(t), \tag{7.37}$$

unde $\underline{K}(t)$ este definit *cîștigul filtrului Kalman*.

Ecuația (7.37) dă structura sistemului de filtrare optimală (fig. 7.5*b*), în care structura procesului de generare a mesajului este conținută exact în soluția filtrului. Întrucît această informație este cunoscută apriori, filtrul optimal este complet sintetizat din acest punct de vedere, cu excepția determinării cîștigului sistemului $\underline{K}(t)$. Se arată (Bayless și Brigham, 1970) că *relația de definiție a matricei cîștigului filtrului Kalman*, $\underline{K}(t)$ este de forma

$$\underline{K}(t) = \underline{P}(t)\,\underline{H}^T(t)\,\underline{R}^{-1}(t), \tag{7.38}$$

unde

$$\underline{P}(t) = E[\underline{\tilde{x}}(t)\,\underline{\tilde{x}}^T(t)] \tag{7.39}$$

reprezintă matricea de autocorelație (autocovariație) a erorii

$$\underline{\tilde{x}}(t) = \underline{\hat{x}}(t) - \underline{x}(t)$$

și trebuie să satisfacă ecuația matriceală diferențială de tip Riccati:

$$\frac{d\underline{P}(t)}{dt} = \underline{F}(t)\,\underline{P}(t) + \underline{P}(t)\underline{F}^1(t) - \underline{P}(t)\,\underline{H}^1(t)\,\underline{R}^{-1}(t)\,\underline{H}(t)\,\underline{P}(t) + \\ + \underline{G}(t)\,\underline{Q}(t)\,\underline{G}^T(t). \tag{7.40}$$

Se poate observa din ecuaţiile (7.38) şi (7.40) că nici una din acestea nu conţine semnalul de intrare $\underline{z}(t)$, astfel că matricea cîştigului $\underline{K}(t)$ poate fi determinată înainte de considerarea datelor şi sintetizarea completă a filtrului.

7.4. APLICAREA FILTRULUI KALMAN LA O ÎNREGISTRARE DE SONDĂ

În figura 7.6*a* este dat un exemplu al unei înregistrări de parametri geofizici de sondă sub forma unei funcţii continue în timp, în presupunerea că a fost obţinută cu un dispozitiv de măsură perfect (fără efect de netezire). Problema care se pune este reconstituirea semnalului original în caz că semnalul măsurat este afectat de un zgomot de măsură.

Timpii de ocurenţă (de apariţie) t_i a treptelor funcţiei din exemplu sînt consideraţi o variabilă aleatoare, discretă, cu o distribuţie de tip Poisson (Al. Spătaru, 1966, p. 51), cu parametrul λ, iar amplitudinile treptelor a_i reprezintă de asemenea o variabilă aleatoare, de data aceasta continuă (întrucît poate lua un continuu de valori), cu medie zero şi dispersie σa_a^2. Amplitudinile a_i sînt independente de timpii de ocurenţă t_i. În aceste condiţii, valorile caracteristice ale procesului $x(t)$, care reprezintă semnalul original, sînt :

— media :

$$m_x(t) = E[x(t)]=0;$$

— autocorelaţia :

$$\varphi_x(t_1,t_2) = E\,[x(t_1)\,x\,(t_2)] = \lambda\sigma_a^2 \min\,(t_1,t_2),$$

unde

$$\min(t_1,t_2) = \begin{cases} t_1, & \text{pentru } 0<t_1\leqslant t_2, \\ t_2, & \text{pentru } 0<t_2\leqslant t_1; \end{cases}$$

— spectrul de putere :

$$\Phi_x(\omega)=\frac{\lambda\sigma_a^2}{\omega^2}. \tag{7.41}$$

Se presupune că semnalul $x(t)$ din figura 7.6*a* este măsurat în prezenţa unui zgomot alb aditiv, cu media zero şi dispersia σ_v^2.

Pentru a se obţine filtrul Kalman trebuie modelat întîi procesul mesajului $x(t)$ într-o formă de variabilă de stare. Aceasta se obţine cu ajutorul unei funcţii de transfer de forma $1/p$, corespunzătoare unui sistem care, excitat cu un zgomot alb, asigură obţinerea la ieşire a spectrului de putere dorit (fig. 7.6 *b*). Modelul echivalent de reprezentare în variabila de stare este prezentat în fig. 7.6*c*, iar ecuaţiile corespunzătoare de modelare sînt

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= u(t), \\ y(t) &= x(t), \end{aligned} \tag{7.42}$$

pentru care

$$\varphi_x(t_1,t_2) = E[x(t_1)x(t_2)] = Q\,\delta\,(t_1-t_2),$$

unde $Q = \lambda\sigma_a^2$ din ecuația (7.41).

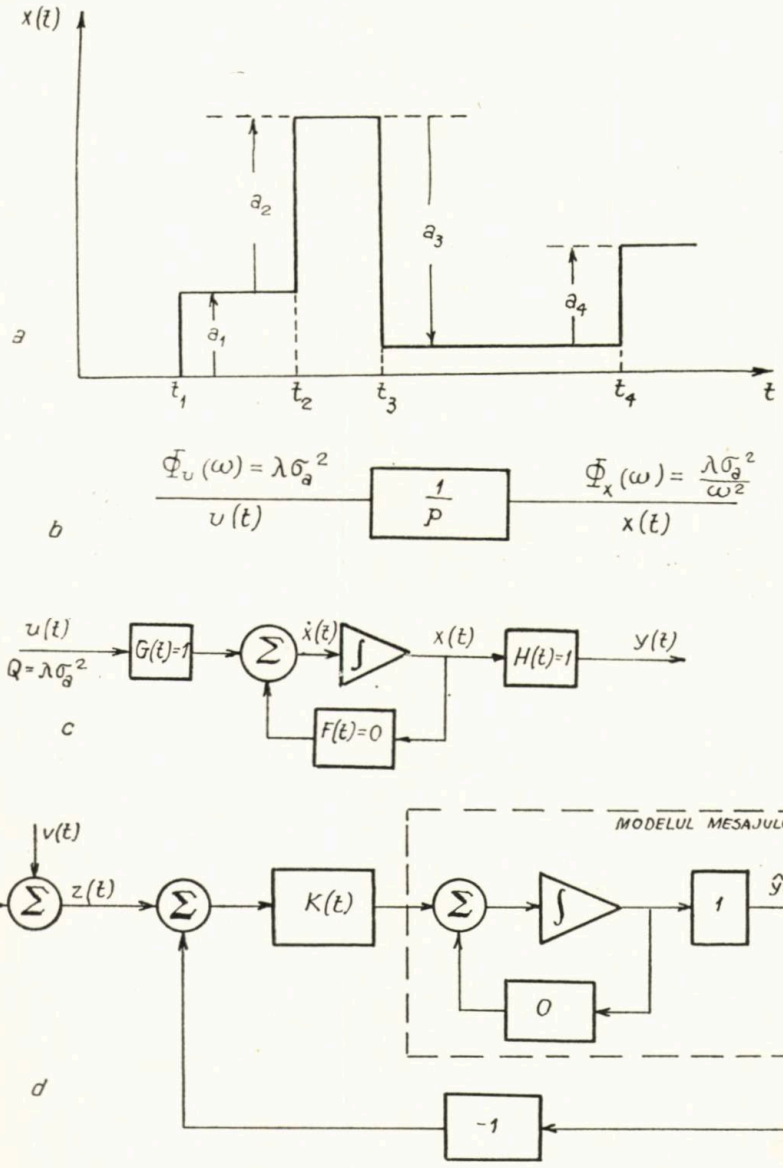


Fig. 7.6. — Aplicarea filtrului Kalman unei înregistrări de sondă ideale afectate de zgomot:
a — forma de undă a înregistrării de sondă ca funcție aleatorie discretă; *b* — modelul de mesaj pentru *a*; *c* — modelul echivalent în reprezentarea prin variabila de stare; *d* — filtrul optim Kalman.

Filtrul Kalman corespunzător este modelat în figura 7.6*d*. Procesul mesajului odată modelat, matricele $\underline{F}(t)$, $\underline{G}(t)$ și $\underline{H}(t)$ sînt specificate, iar soluția filtrului Kalman este completă cu excepția determinării cîștigului $\underline{K}(t)$.

Procesul aleatoriu $x(t)$ este observat în prezența unui proces de zgomot alb $v(t)$, pentru care autocorelația este

$$\varphi_v(t_1, t_2) = E[v(t_1)\, v(t_2)] = R\delta(t_1 - t_2),$$

unde $R = \sigma_v^2$.

Cunoscînd aceste elemente, cîștigul poate fi calculat din ecuația (7.38), care se reduce la

$$K(t) = \frac{P(t)}{\sigma_v^2}, \tag{7.43}$$

unde $P(t)$ trebuie să satisfacă ecuația de tip Riccati (7.40), care se reduce la

$$\dot{P}(t) = -\frac{P^2(t)}{\sigma_v^2} + \lambda\sigma_a^2. \tag{7.44}$$

Soluția staționară a ecuației (7.43) poate fi obținută punînd condiția inițială $\dot{P}(t) = 0$, în ecuația (7.44), astfel că se obține

$$K = \left[\frac{\lambda\sigma_a^2}{\sigma_v^2}\right]^{1/2}. \tag{7.45}$$

Cîștigul K este deci o constantă invers proporțională cu dispersia standard a zgomotului de măsură.

Cîștigul $K(t)$ poate fi determinat și pentru cazul tranzitoriu, cînd se poate pleca de la condiția inițială $P(t) = 0$, pentru $t = 0$, astfel că se obține

$$K(t) = \left[\frac{\lambda\sigma_a^2}{\sigma_v^2}\right]^{1/2} \frac{1 - \exp(-2\gamma t)}{1 + \exp(-2\gamma t)}, \tag{7.46}$$

unde

$$\gamma = \frac{\lambda\sigma_a^2}{\sigma_v^2}. \tag{7.47}$$

Se vede că, pentru $t \to \infty$, $K(t)$ tinde către soluția staționară (7.45).

7.5. FILTRE KALMAN INVERSE

Problema filtrului invers Kalman se referă la restaurarea unui semnal de intrare $s(t)$, care este deformat de către sistemul de măsură cu funcția

de răspuns la impuls $h(t)$ a sistemului, semnalul măsurat fiind observat în prezența unui zgomot de măsură aditiv (fig. 7.7*a*). Fiind dată măsurătoarea $z(\tau) = y(\tau) + v(\tau)$, $t_0 \leqslant \tau \leqslant t$, este de dorit să se determine cel mai bun estimat aleatoriu, obiectiv, linear al semnalului de intrare, presupunîndu-se cunoscute distribuțiile statistice ale semnalului și zgomotului și ecuația diferențială care descrie sistemul distorsionant. În figura 7.7*b* este prezentat modelul analogic în variabila de stare a filtrului invers al sistemului distorsionant în prezența unui zgomot de măsură aditiv aplicat la ieșire (un caz particular, de la care se poate face și generalizarea pentru zgomotul aplicat și la intrare). Ecuațiile care descriu acest model sînt

$$\dot{\underline{x}}_1(t) = \underline{A}_1(t)\ \underline{x}_1(t) + \underline{G}_1(t)\ s(t), \tag{7.48}$$

$$z(t) = y(t) + v(t) = \underline{H}_1(t)\ \underline{x}_1(t) + v(t). \tag{7.48'}$$

Întrucît distribuțiile statistice ale procesului aleatoriu $s(t)$ sînt cunoscute, conform presupunerilor făcute acesta poate fi modelat prin trecerea unui zgomot alb printr-un sistem linear convenabil (fig. 7.7*c*), descris de ecuațiile

$$\dot{\underline{x}}_2(t) = \underline{A}_2(t)\ \underline{x}_2(t) + \underline{G}_2(t)\ \underline{u}(t), \tag{7.49}$$

$$s(t) = \underline{H}_2(t)\ \underline{x}_2(t). \tag{7.49'}$$

Din combinarea ecuațiilor (7.48 și 7.49) se obține sistemul de ecuații de definire a filtrului invers Kalman în formularea standard :

$$\begin{aligned} \dot{\underline{x}}(t) &= \underline{F}(t)\ \underline{x}(t) + \underline{G}(t)\ \underline{u}(t), \\ z(t) &= \underline{H}(t)\ \underline{x}(t) + v(t), \end{aligned} \tag{7.50}$$

unde

$$\underline{F}(t) = \begin{bmatrix} \underline{A}_1(t) & \underline{G}_1(t)\ \underline{H}_2(t) \\ 0 & \underline{A}_2(t) \end{bmatrix}; \quad \underline{G}(t) = \begin{bmatrix} 0 \\ \underline{G}_2(t) \end{bmatrix},$$

$$\underline{x}(t) = \begin{bmatrix} \underline{x}_1(t) \\ \underline{x}_2(t) \end{bmatrix}; \quad \underline{H}(t) = [\underline{H}_1(t)\ 0]. \tag{7.51}$$

Perechea de ecuații (7.50) este exact forma în care au fost obținute ecuațiile filtrului Kalman, iar estimatorul optim $\hat{\underline{x}}(t)$ poate fi obținut conform figurii 7.5.

Din ecuația (7.49), ținînd seama că $\underline{H}_2(t)$ este un operator linear, se obține ecuația de estimare a semnalului original :

$$\hat{s}(t) = \underline{J}(t)\ \hat{\underline{x}}(t), \tag{7.52}$$

unde

$$\underline{J}(t) = [0\ \underline{H}_2(t)].$$

Modelul pe calculator analogic al filtrului invers rezultat este prezentat în figura 7.7*d*. De notat că estimatele optime, atît a semnalului deformat (netezit), cît și a celui restaurat, sînt obținute în același timp.

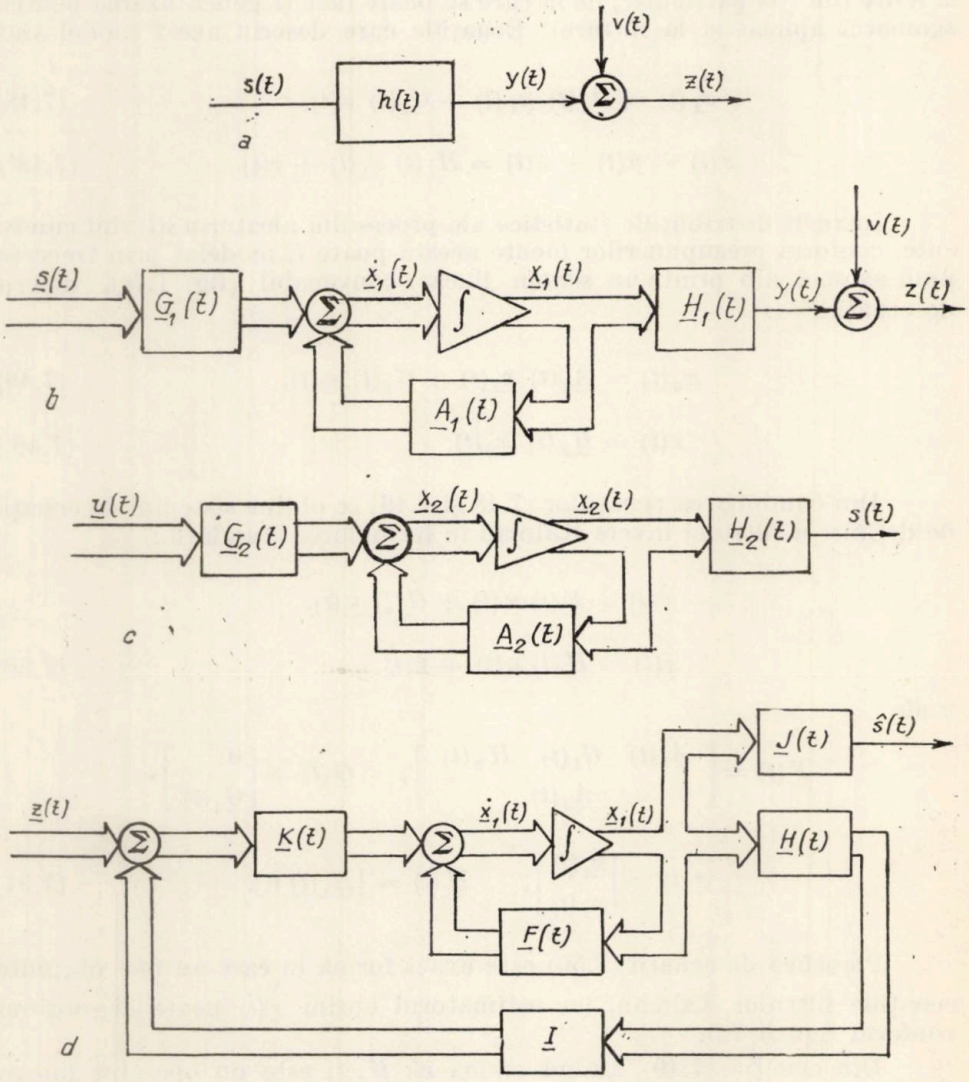


Fig. 7.7. — Problema filtrului invers optim :
a — model de sistem de filtru invers care include zgomotul de la ieșire ; *b* — modelul în variabilă de stare a sistemului distorsionat ; *c* — generarea procesului aleatoriu ; *d* — filtru invers Kalman continuu.

7.6. APLICAREA FILTRULUI INVERS KALMAN LA RESTAURAREA SEMNALULUI GEOFIZIC DE SONDĂ

Se consideră pentru aceasta modelul de sistem din figura 7.8*a*, în care semnalul $s(t)$ este o curbă care reprezintă o înregistrare geofizică de sondă, modelată ca mai înainte (fig. 7.6*a*). Ca rezultat al operației de măsură, sistemul trece-jos din figura 7.8*a* produce deformarea semnalului $s(t)$ prin netezirea acestuia. Semnalul măsurat sau înregistrat $z(t)$ este compus din suma ieșirii sistemului trece-jos $s(t)$ și a zgomotului de măsură $v(t)$. Problema este determinarea estimatului optim pentru $s(t)$, utilizînd filtrul Kalman. Soluția se obține prin :

a) stabilirea ecuației (7.50) prin determinarea matricelor $\underline{F}(t)$, $\underline{G}(t)$ și $\underline{H}(t)$;

b) rezolvarea ecuației de tip Riccati (7.40).

Din ecuația (7.42) se obține modelul de semnal dat de ecuația (7.49)

$$\dot{x}_2(t) = u(t),$$

$$s(t) = x_2(t), \tag{7.53}$$

pentru care

$$\underline{\Phi}_u(t, \tau) = \underline{Q}(t)\,\delta(t - \tau) = \lambda\sigma_a^2\delta(t - \tau).$$

Modelul de semnal este prezentat în figura 7.8*b*, în timp ce sistemul trece-jos descris de ecuația (7.48) este modelat în figura 7.6*c* :

$$\dot{x}_1(t) = -ax_1(t) + s(t),$$

$$y(t) = x_1(t). \tag{7.54}$$

Semnalul de ieșire $y(t)$ este combinat cu zgomotul aditiv $v(t)$ (fig. 7.8*d*), care reprezintă un proces aleatoriu de medie zero și cu autocorelația :

$$\underline{\Phi}_v(t, \tau) = \underline{R}(t)\,\delta(t - \tau) = r\,\delta(t - \tau),$$

astfel că parametrii formulării de stare (7.50) sînt

$$\underline{F} = \begin{bmatrix} -a & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}; \quad \underline{G} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}; \quad \underline{H} = [1\ 0], \tag{7.55}$$

iar funcțiile de covariație (autocorelație)

$$\underline{Q} = [\lambda\ \sigma_a^2] \text{ și } \underline{R} = [r]. \tag{7.56}$$

Înlocuind (7.55) și (7.56) în ecuația Riccati (7.40), se obține

$$\begin{aligned} \dot{P}_{11} &= 2(P_{12} - a\,P_{11}) - P_{11}^2/r, \\ \dot{P}_{12} &= P_{22} - a\,P_{12} - P_{11}\,P_{12}/r, \\ \dot{P}_{22} &= \lambda\sigma_a^2 - P_{12}^2/r, \end{aligned} \tag{7.57}$$

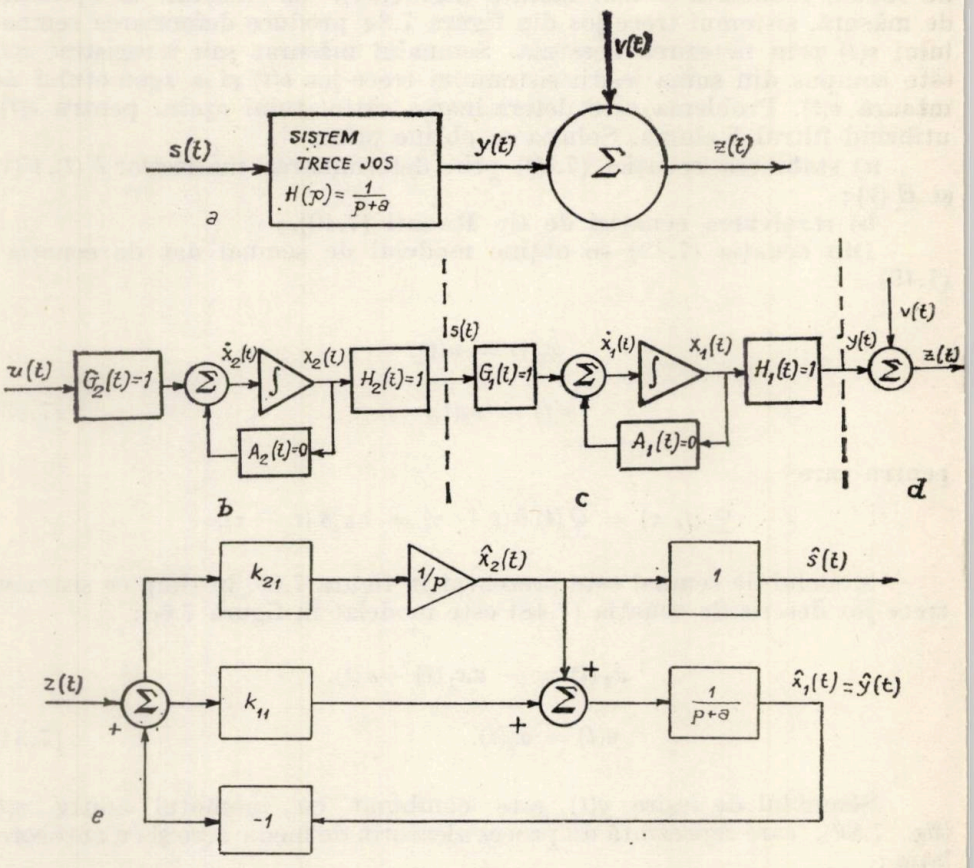


Fig. 7.8.—Restaurarea unei curbe de carotaj (vezi fig. 7.9); *a*—modelul sistemului pentru curbele de carotaj din figura 7.9; *b*—modelul sistemului semnalului; *c*—modelul de joasă frecvență; *d* — ieșirea + zgomot alb; *e* — filtru invers Kalman optim.

de unde soluția pentru regimul staționar se obține prin egalizarea cu zero a membrilor drepți ai ecuației (7.57), astfel că componentele cîștigului filtrului Kalman sînt

$$\begin{aligned} k_{11} &= -a + \left[a^2 + 2\left(\frac{\lambda\sigma_a^2}{r}\right)^{1/2}\right]^{1/2}, \\ k_{12} &= \left[\frac{\lambda\sigma_a^2}{r}\right]^{1/2}. \end{aligned} \tag{7.58}$$

Modelul analogic al filtrului invers optim este prezentat în figura 7.8*e*. Se poate observa că structura acestui filtru nu numai că asigură cel mai bun estimat $\hat{s}(t)$, dar furnizează și estimatul optim al semnalului de ieșire a sistemului trece-jos, $\hat{y}(t)$.

În figura 7.9 este prezentată problema restaurării semnalului de sondă, simulată pe un calculator analogic (pentru $\lambda = 100/\pi$; $\sigma_a^2 = 1/2$; $a = 220/4{,}7$ rad).

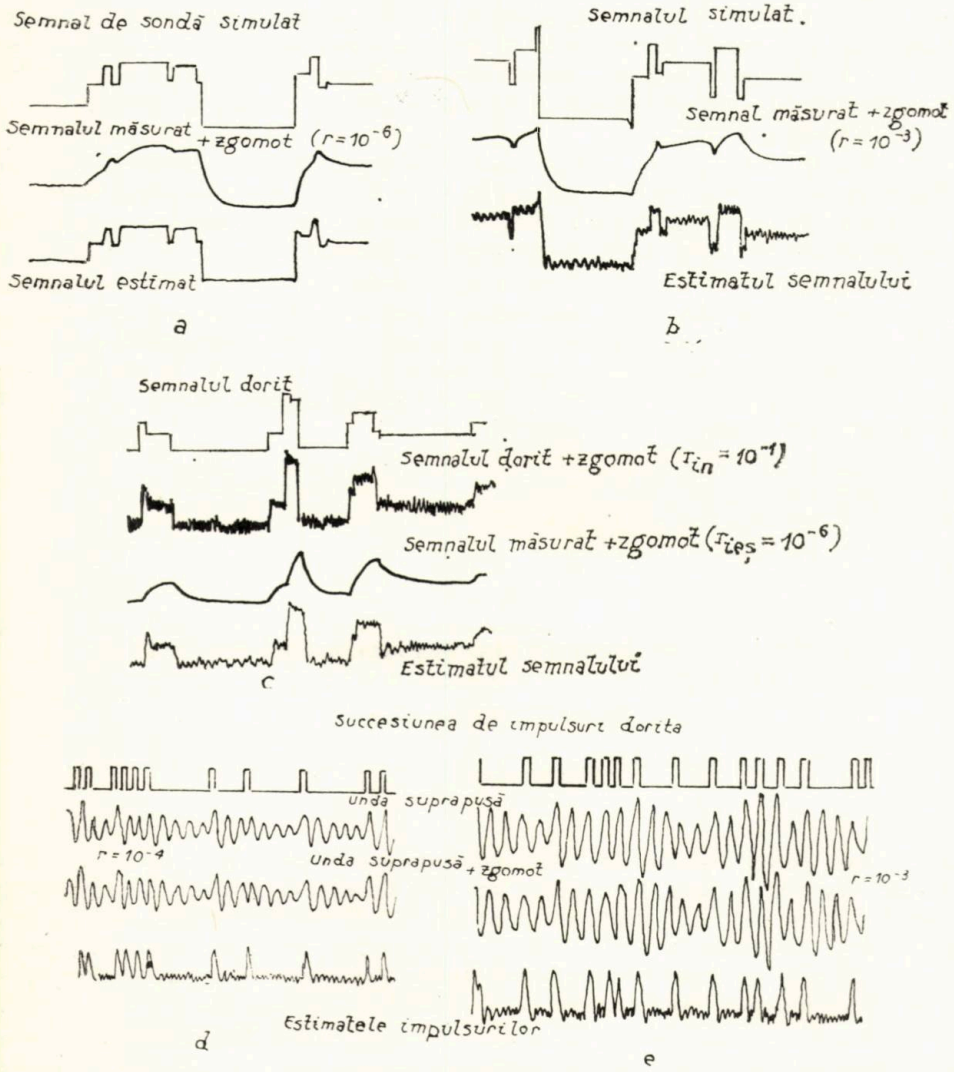


Fig. 7.9. — Simulări pe calculator analogic ale aplicațiilor filtrelor inverse Kalman la restaurarea curbelor de carotaj și a semnalelor seismice : *a* — restaurarea semnalului geofizic de sondă ; *b* — restaurarea semnalului geofizic de sondă cu nivel de zgomot mediu ; *c* — problema restaurării semnalului cu nivel mediu al zgomotului de intrare ; *d*—*e* — restaurarea semnalelor seismice.

În figura 7.9*a* se observă restaurarea semnalului la un nivel de zgomot mic, rezultatul fiind de-a dreptul impresionant, întrucît se obține recuperarea chiar a celor mai mici detalii de semnal.

În figura 7.9*b* restaurarea semnalului se face la un nivel de zgomot mai mare (nivelul mediu). Detaliile de semnal sînt de asemenea aproape perfect restaurate, cu o creștere însă vizibilă a nivelului de zgomot.

În figura 7.9*c* se prezintă un caz de restaurare a semnalului, în care apare și un zgomot de intrare destul de mare și un zgomot de ieșire de nivel mediu. Se observă că zgomotul aditiv de nivel mare de la intrare este filtrat (netezit) de sistemul de măsură trece-jos, astfel că efectul său este destul de ușor eliminat. Acesta este cazul clasic al înregistrărilor radiometrice, unde semnalul de la intrare este afectat de un zgomot gaussian de fluctuații statistice.

În figurile 7.9*d* și *e* sînt date două exemple de aplicare a filtrelor Kalman la prospecțiunea seismică, în care se obține o excelentă estimare a timpilor de sosire a impulsurilor seismice din trasa seismică, observată de asemenea în prezența unui zgomot de măsură.

În concluzie, se poate arăta că filtrele Kalman descrise în acest capitol asigură o excelentă restaurare a semnalelor continue reprezentînd informația geofizică de sondă sau altă informație geofizică, metoda variabilei de stare transformînd ecuațiile integrale de estimare în ecuații diferențiale, care se pretează foarte bine atît soluțiilor analitice, cît și soluțiilor pe calculator analogic sau numeric.

(*Continuare în numărul viitor.*)

Primită la redacție la 1 iunie 1972

ANWENDUNG DER INFORMATIONSTHEORIE ZUR VERARBEITUNG DER GEOPHYSIKALISCHEN BOHRLOCHMESSERGEBNISSE

(Zusammenfassung)

Die geophysikalische Erforschung der Bohrlöcher zur Untersuchung der physischen Eigenschaften der Gesteine, zwecks Bestimmung und Auswertung der Kohlenwasserstoff- und Minerallagerstätten, besteht prinzipiell aus einem Informationsübertragungsprozeß. In diesem Vorgang treten im allgemeinem Störungen auf, die Fehler einführen, die übertragene Information beeinflussen und dadurch deren Wert vermindern.

Das fundamentale Problem der Anwendung der Informationstheorie zur Verarbeitung der Bohrlochmeßergebnisse besteht aus folgendem: kennt man die informationellen Eigenschaften des Signals und der Störungen, soll der Einfluß der Störungen maximal vermindert werden, um eine möglichst entsprechende Darstellung der übertragenen Information zu erhalten, respektive eine möglichst vollständige Reproduktion des Signals.

Die Übertragungssysteme der geophysikalischen Signale bestehen aus Konvolutionsfiltern, die dem Signal kohärente Verzerrungen einführen und durch den Verlust der hohen Frequenzen einen Glättungseffekt haben. Zur Wiederherstellung der durch die Übertragungssysteme — Meßapparatur — geleiteten Signale werden inverse Konvolutionsfilter angewandt, die die Rückgewinnung der Hochfrequenzkomponenten und die teilweise Rekonstitution des Signals gewährleisten. Das Problem der inversen Filterung ist im Frequenzbereich gelöst, in dem die inverse Übertragungsfunktion ermittelt wird.

Ein sehr wichtiges Problem zur Anwendung der Informationstheorie besteht in der Abschätzung der Form des durch das Übertragungssystem in der Anwesenheit einer Meßstörung verzerrte Signal. Das Problem wird durch die Wiener-Hopf Integralgleichung, die die Impulsansprechungsfunktion des inversen optimalen Abschätzungsfilters gewährleistet, gelöst. Zur Auflösung der Wiener-Hopf Gleichung können digitale Methoden angewandt werden, doch eine durch ihre Resultate sehr verlockende Lösung wird durch die Anwendung der Zustandsvariablen-Methode („State—Variable Method") gegeben, durch die Kalman-Filter, zur Signalrestauration, zusammengestellt werden.

Die Methoden der Informationstheorie können auch in anderen Fällen angewandt werden: „Sampling" des geophysikalischen Signals, Glättungsfilterung, Konversion und Anwendung der Unterfunktionen der Bohrlochergebnisse, Abschätzung der Meßgenauigkeit der geophysischen Parameter, u.s.w.

Von besonderem Wert im Studium der geophysikalischen Signale in digitalischer Form ist die Anwendung der Theorie der Zeitreihen.

Dieses Werk soll ein Versuch zur synthetischen Vorführung der wichtigsten Seiten der Anwendung der Informationsübertragungsmethoden zur Verarbeitung der im Bohrloch auftretenden geophysikalischen Signale sein.

Der erste Teil behandelt die informationellen Eigenschaften des geophysikalischen Bohrlochsignals, dessen Konvolution und die Konvolutionsfilter, die Theorie der Zeitreihen, Polynomglättungsfilter, Abschätung der Signalform, und Kalman — Filter.

Im zweiten Teil werden auch andere Anwendungen in diesem Gebiet vorgeführt.

REVISTE PUBLICATE ÎN EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

STUDII ŞI CERCETĂRI DE GEOLOGIE, GEOFIZICĂ ŞI GEOGRAFIE

- SERIA GEOLOGIE
- SERIA GEOFIZICĂ
- SERIA GEOGRAFIE

REVUE ROUMAINE DE GÉOLOGIE, GÉOPHYSIQUE ET GÉOGRAPHIE

- SÉRIE DE GÉOLOGIE
- SÉRIE DE GÉOPHYSIQUE
- SÉRIE DE GÉOGRAPHIE

REVISTA STUDII ŞI CERCETĂRI DE GEOLOGIE, GEOFIZICĂ ŞI GEOGRAFIE, SERIA GEOFIZICĂ

publică studii şi cercetări originale, lucrări de disertaţie şi de ansamblu, comunicări şi note din domeniile :

- geomagnetism şi prospecţiuni magnetice,
- gravimetrie,
- seismologie şi prospecţiuni seismice,
- fizica atmosferei şi ionosferei,
- electrometrie.

Manuscrisele se vor preda în două exemplare dactilografiate la două rînduri, iar formulele vor fi scrise clar şi citeţ cu cerneală, specificîndu-se pe margine sau prin sublinieri de diferite culori caracterele de literă sau semnele speciale. Fiecare exemplar va fi însoţit de figuri şi de grafice, care se vor desena în tuş pe hîrtie de calc, de exemplificaţia figurilor, de tabele şi bibliografie. Indicaţiile bibliografice se vor da în următoarea ordine : numele complet al autorului, titlul revistei, volumul, pagina, anul (între paranteze). Pentru cărţi se vor da titlul integral : editura, locul şi anul de apariţie.

LUCRĂRI APĂRUTE ÎN EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

IULIU POP, **Magnetismul pămînturilor rare**, 1968, 416 p., 28 lei.

A. CIŞMAN, B. F. ROTHENSTEIN, A. POLICEC, **Fenomene fizice în metale feromagnetice solicitate**, 1968, 150 p., 8 lei.

P. ŞANDRU şi A. ŢOPA, **Radionuclizii**, 1968, 335 p., 16 lei.

C. CONSTANTINESCU şi A. GLODEANU, **Stări locale în semiconductori**, 1967, 436 p., 24 lei.

E. GASPAR şi M. ONCESCU, **Introducere în radiohidrologie**, 1967, 344 p., 20,50 lei.

CARMEN SABĂU, **Schimbul ionic. Teoria şi aplicaţiile sale în chimia analitică**, 1967, 307 p., 12 lei.

D. N. POENARU şi N. VÎLCOV, **Măsurarea radiaţiilor nucleare cu dispozitive semiconductoare**, 1967, 374 p., 17 lei.

BICA IONESI, **Stratigrafia depozitelor miocene de platformă dintre valea Siretului şi valea Moldovei**, 1968, 396 p. + 41 pl., 21,50 lei.

D. RĂDULESCU, R. DIMITRESCU, **Mineralogia topografică a României**, 1967, 377 p. + 1 pl., 21 lei.

V. MUTIHAC, **Structura geologică a compartimentului nordic din sinclinalul marginal extern (Carpaţii Orientali)**, 1968, 127 p., 1 pl., 7,75 lei.

D. PATRULIUS, **Geologia Masivului Bucegi şi a culoarului Dîmbovicioara**, 1969, 324 p., 13 pl., 28 lei.

ION MÂRZA, **Evoluţia unităţilor cristaline din sud-estul Munţilor Mare**, 1969, 167 p., 12 pl., 14 lei.

V. IANOVICI şi colab., **Evoluţia geologică a Munţilor Metaliferi**, 1969, 743 p., 40 pl., 55 lei.

AL. KISSLING, **Studii mineralogice şi petrografice în zona de exoskurn de la Ocna de Fier (Banat)**, 1967, 172 p., 2 pl., 9 lei.

1973 MAI 0 3

ST. CERC. GEOL., GEOGR., GEOFIZ., SERIA GEOFIZ., TOM. 10, NR. 2, P. 181—434, BUCUREŞTI, 1972

I.P.I. — c. 1728

43867

Lei 40.—